

---

1. *Ueber die Spectra einiger Gase in Geissler'schen Röhren; von A. Wüllner.*

Fortsetzung aus Bd. CXXXVII, S. 337.

Der Naturwissenschaftlichen Gesellschaft zu Aachen auszüglich mitgetheilt  
in der Juli-Sitzung 1871.

---

25.

In ihrer interessanten Mittheilung über Spectra negativer Elektroden sprechen die HH. Kuhn und Reitlinger (diese Annalen Bd. 141) die Vermuthung aus, daß die verschiedenen in Wasserstoffröhren von mir beobachteten und in meiner ersten Mittheilung über Gasspectra beschriebenen Spectra stofflichen Ursprungs seyen, daß nicht dem Wasserstoff als solchem verschiedene Spectra zukämen. Gleiches scheinen die Herren Beobachter auch für alle übrigen, auch die von Plücker beobachteten Doppelspectra zu vermuthen, wie es schon früher Ängström (*Spectre solaire* Berlin 1869) für das von Plücker beobachtete Doppelspectrum des Stickstoffs gethan hat. Es ist selbstverständlich, daß man, so lange nicht zwingende Gründe vorliegen, eine Verschiedenheit der bei einem und demselben Körper beobachteten Spectra anzunehmen, sich für die Unveränderlichkeit des von einem Stoffe gelieferten Spectrums entscheiden wird, obwohl durch die geistvolle Abhandlung des Hrn. Zöllner, über den Einfluß der Dichtigkeit und Temperatur auf die Spectra glühender Gase (im ersten Heft dieses Jahrganges) das Auftreten verschiedener Spectra bei einem und demsel-

ben Körper je nach seiner Dichtigkeit oder Temperatur nicht mehr so auffallend erscheinen kann wie früher. Was nun zunächst das von Plücker beobachtete Doppelspectrum des Stickstoffs angeht, so glaube ich nicht, daß man dieses anders auffassen kann, als daß ein und derselbe Stoff in der That zwei wesentlich verschiedene Spectra liefern kann, denn die von mir in meiner zweiten Mittheilung (§ 22) angeführte Beobachtung des Ueberganges des Spectrums erster Ordnung in jenes zweiter Ordnung, läßt kaum eine andere Deutung zu. Wie ich dort erwähnte, zeigt sich in einer Röhre, welche Stickstoff unter dem Drucke von 500<sup>mm</sup> enthält, beim Durchgange des Inductionsfunken bald das erste, bald das zweite Spectrum; man kann die Erscheinung füglich als einen Conflict der beiden Stickstoffspectra bezeichnen, und erkennt so auf die sicherste Weise, daß in den beiden die Helligkeitsvertheilung an unmittelbar benachbarten Stellen eine durchaus verschiedene ist. Da nun hier von einer stofflichen Verschiedenheit nicht die Rede seyn kann, so muß man dem Stickstoff zwei verschiedene Spectra zuschreiben.

Die von mir in mit Wasserstoff und Sauerstoff gefüllten Röhren beobachteten verschiedenen Spectra entschloß ich mich erst dann als verschiedene Spectra dieser Stoffe anzuerkennen, als ich keine andern Körper auffinden konnte, welche die beobachteten Spectra lieferten. Ich verglich die gesehenen Spectra mit den bekannten der Stoffe, welche möglicher Weise in die Röhren hätten eindringen können, und da sie mit keinem derselben übereinstimmten, so faßte ich die Spectra als solche des Wasserstoffs und Sauerstoffs auf. An der Vollgültigkeit dieser Prüfung wurde ich zweifelhaft nach Kenntnissnahme der Abhandlung des Hrn. Watts über die Spectra der Kohle (*Phil. Magazin* October 1869), und durch eine früher von mir übersehene Notiz Plücker's, nach welcher in sehr weit mit der Geißler'schen Pumpe ausgepumpten Röhren Reste des Kohlenoxydgas-Spectrums auftreten, auf welche ich bei einer Vergleichung der Watts'schen und Plücker'schen

Angaben aufmerksam wurde. Mit diesen Resten hat nämlich das von mir bei dem Sauerstoff beobachtete Bandenspectrum Aehnlichkeit. Da nun die Glashähne der Geißler'schen Röhren, wenn auch nur mit einer Spur Fett zur vollkommenen Dichtung eingerieben sind, so ist es, wie ich schon damals hervorhob, nicht unmöglich, daß eine Spur Dämpfe dieses Fettes in die Röhren eingedrungen sey, und daß diese durch den Sauerstoff oxydirt worden sind. Wenn zunächst dadurch auch nur ein Zweifel daran entstand, ob das in der Sauerstoffröhre gesehene Bandenspectrum in der That dem Sauerstoff angehöre, so entschloß ich mich doch eine Anzahl kohlenhaltiger Gase, Verbindungen der Kohle mit Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff zu untersuchen, um Gewißheit darüber zu erlangen, ob und welche der gesehenen Spectra etwa auf Kohle zurückzuführen seyen. In Folge meiner Uebersiedlung nach Aachen und der Einrichtung des hiesigen Kabinets und Laboratoriums konnte ich diese Versuche erst im Laufe dieses Sommers durchführen. Das Resultat der Versuche war, daß die beim Wasserstoff beobachteten Spectra auch jetzt noch als dem Wasserstoff eigenthümlich anzusehen sind, während das Bandenspectrum und das neue Linienspectrum, welche in Sauerstoffröhren beobachtet wurden, im wesentlichen zwei verschiedene Spectra der Kohle sind.

## 26.

Die Versuche, welche ich in Gemeinschaft mit Hrn. Dr. Herwig ausführte, wurden im wesentlichen ganz ebenso angestellt, wie die in der ersten Mittheilung beschriebenen, nur war die damals benutzte Sprengel'sche Pumpe durch eine Geißler'sche ersetzt. Die Röhren, deren capillarer Theil vor dem Spalte eines Meyerstein'schen Spectrometers sich befand, hatten oben und unten ein mit einem Glashahn versehenes Ansatzrohr, deren eines durch eine aus Glas hergestellte Röhrenleitung zur Luftpumpe führte, während das andere mit Zwischenschaltung der nöthigen

Trockenapparate, welche wasserfreie Phosphorsäure und concentrirte Schwefelsäure enthielten, sowie in einzelnen Fällen einer grossen Waschflasche mit den Apparaten in Verbindung stand, welche die zu untersuchenden Gase entwickelten oder enthielten. Die Dimensionen der benutzten Röhren, besonders die Längen der capillaren Theile, waren bei den verschiedenen Röhren verschieden, anfänglich benutzten wir Röhren, in welchen die Elektroden einen Abstand von 160<sup>mm</sup>, die capillaren Theile eine Länge von 60<sup>mm</sup> besaßen, später solche, bei welchen die capillaren Theile nur 15<sup>mm</sup> lang und die Enden der Elektroden 60<sup>mm</sup> von einander entfernt waren. Mit Hülfe der Pumpe konnten die Röhren mit den verschiedenen Gasen unter jedem Drucke von dem minimalsten an bis gegen 800<sup>mm</sup> gefüllt werden, eine obere Gränze, welche bei allen untersuchten Gasen genügte, da entweder schon bei diesem Drucke der Strom nicht mehr durch die Röhre hindurchgeführt werden konnte, oder das Spectrum vollständig continuirlich geworden war. Der Druck, unter welchem das Gas sich befand, wurde bei den kleineren Drucken, bis 100<sup>mm</sup> an dem Manometer der Pumpe, später an der Pumpe selbst gemessen, welche zu dem Zwecke mit einer Theilung versehen wurde.

Der angewandte Inductionsapparat war ein Rühmkorffscher der grösseren Sorte (Preis 1500 Frcs.), dessen Funkenlänge in der Luft, wenn er mit sechs grossen Elementen getrieben wird, 42 Centim. beträgt. Die in den Inductionsstrom gleichzeitig eingeschaltete Flasche war in den meisten Fällen eine Flasche der Cascadenbatterie, wie sie Hr. Rühmkorff den grösseren Apparaten beifügt. Zuweilen wurde auch eine etwas grössere Flasche angewandt.

Das zur Untersuchung der Spectra benutzte Prisma war eins von schwerem Flintglas aus der Fabrik des Hrn. Merz in München, dessen Dispersionsvermögen noch etwas stärker ist als jenes des früher von mir angewandten Prismas. Sein brechender Winkel beträgt 60° 3' 30". Die Lage der einzelnen Theile oder hellen Linien der verschiedenen Spectra wurde stets durch die minimale Ablenkung bestimmt. Zur

Orientirung bemerke ich, daß die Ablenkungen der drei Wasserstofflinien waren

$$H_{\alpha} = 61^{\circ} 42' 45''$$

$$H_{\beta} = 65^{\circ} 7' 30''$$

$$H_{\gamma} = 67^{\circ} 24' 30''.$$

Darnach ergeben sich als Brechungsexponenten dieser drei Linien:

$$n_{\alpha} = 1,74576$$

$$n_{\beta} = 1,77394$$

$$n_{\gamma} = 1,79268.$$

Mit Hülfe dieser Zahlen läßt sich die Lage der beobachteten Theile der verschiedenen Spectra mit hinreichender Genauigkeit feststellen.

#### I. Kohlensäure.

##### 27.

Die Kohlensäure wurde in einem Kipp'schen Apparate aus Marmor und verdünnter Salzsäure entwickelt; das Gas trat aus dem Apparate in eine große Waschflasche um etwaige Chlorwasserstoffdämpfe fortzunehmen, ging dann durch ganz concentrirte Schwefelsäure und strich unmittelbar vor dem Eintritt in die Spectralröhre über wasserfreie Phosphorsäure. Das Spectralrohr selbst war vorher sorgfältig durch Erhitzen, vielfaches Auspumpen und längere Verbindung mit der Pumpe, welche zwei mit Phosphorsäure gefüllte Behälter besitzt, ausgetrocknet. Das zunächst angewandte Spectralrohr hatte ein capillares Rohr von 60<sup>mm</sup> Länge; der Abstand der Elektroden betrug 160<sup>mm</sup>.

In einer solchen Röhre bildete sich das Bandenspectrum, welches der Kohlensäure eigenthümlich ist, am besten und vollkommensten aus, wenn der Druck des Gases nur ein sehr geringer ist, so daß nicht nur der Oeffnungsstrom, sondern auch der Schließungsstrom durch die Röhre hindurchgeht; das sich dann entwickelnde Spectrum ist äußerst farbenglänzend und auf das reichste schattirt. Eine etwas genauere Beschreibung dieses Spectrums wird nothwendig

seyn, um den Unterschied des Spectrums der Kohlensäure von dem des Kohlenoxydgases hervortreten lassen zu können, da die Angaben der HH. Plücker und Watts zur Erkennung dieser Unterschiede nicht ausreichend sind, und in den von Hrn. Geißler gelieferten Röhren das der Kohlensäure eigenthümliche Spectrum nicht immer erscheint.

Das Spectrum der Kohlensäure beginnt im rothen nahe vor  $H_{\alpha}$  und zwar ist die Gränze ziemlich scharf bei  $61^{\circ} 37'$  zu erkennen; den Beginn bilden drei wenig helle rothe Felder, deren erstes von  $61^{\circ} 37'$  bis etwa  $61^{\circ} 47'$ , das zweite von  $61^{\circ} 49'$  bis  $61^{\circ} 58'$  und das dritte von  $62^{\circ} 2'$  mit von links nach rechts (die weniger brechbare als die linke Seite bezeichnet) abnehmender Helligkeit bis  $62^{\circ} 19'$  reicht. Die beiden Zwischenräume zwischen den drei Feldern sind fast ganz dunkel. Auf dem dritten Felde liegt bei  $62^{\circ} 14'$  eine helle Linie. An das dritte Feld schließt sich unmittelbar ein helles, etwa 11' breites orangegefärbtes Feld, welches durch schöne Schattirungen in fünf etwa gleich breite Unterabtheilungen zerfällt. Nach einer schmalen etwa 3' breiten dunklen Partie folgt dann ein gelbes bis grünlich gelbes Feld, welches bis  $63^{\circ} 10'$  reicht. Das Feld ist reich schattirt und zerlegt sich durch die Schattirungen in drei Partien, von denen die erstere, dunklere, etwa doppelt so breit ist als die beiden folgenden. Bei  $63^{\circ} 10'$  beginnt ein helles gelbgrünes Feld, welches die schon von Plücker im Spectrum der Kohle hervorgehobene feine Schraffirung durch eine Menge sehr feiner nahe zusammenliegender schwarzer Transversallinien zeigt. Dieses Feld soll im Folgenden immer als die gelbgrüne Cannelirung bezeichnet werden; es besitzt eine Breite von etwa 15'. Von da ab folgt bis  $63^{\circ} 36'$  ein weniger helles Feld und dann ein reich schattirtes, durch dunklere Partien mehrfach getheiltes Feld, welches bis  $64^{\circ} 7'$  reicht. Bei  $64^{\circ} 7'$  beginnt ein helles, ebenso wie die gelbgrüne Cannelirung, schraffirtes grünes Feld, welches, wenn auch nicht ganz bis zum Ende schraffirt, eine Breite von etwa 15' besitzt. Von diesem Felde an ist das Gesichtsfeld nur wenig beleuchtet bis zu  $65^{\circ} 14'$ ,

man kann auf dieser Strecke unterscheiden eine hellere Partie von  $64^{\circ} 30'$  bis  $64^{\circ} 36'$  von  $40'$  bis  $48'$  und eine bei  $64^{\circ} 57'$  beginnende mit abnehmender Lichtstärke bis  $65^{\circ} 14'$  reichende schön schattirte Partie. Bei  $65^{\circ} 14'$  beginnt dann ein schön helles blaues Feld, welches bis etwa  $65^{\circ} 58'$  reicht. Der erste etwa  $10'$  breite Theil dieses Feldes ist ebenso schraffirt wie die gelbgrüne Cannelirung bei  $63^{\circ} 10'$  und die grüne bei  $64^{\circ} 7'$ , im Uebrigen ist das Feld durch breite dunklere und schmaler hellere Partien reich schattirt. Das Gesichtsfeld ist dann auf einer Strecke von  $19'$  fast dunkel, nur bei  $66^{\circ} 10'$  zeigen sich zwei schmale schwach helle Streifen. Bei  $66^{\circ} 17'$  nimmt dann eine etwas hellere vielfach schattirte Partie ihren Anfang, welche mit zuletzt sehr geringer Helligkeit bis  $66^{\circ} 32'$  reicht. Dort beginnt dann eine helle von links nach rechts abnehmende, etwa  $10'$  breite Cannelirung, nach welcher das Gesichtsfeld bis  $66^{\circ} 59'$  dunkel ist, wo dann eine zweite etwa 20 Minuten breite violette Cannelirung anfängt, auf welcher sich vier Helligkeitsmaxima in ungefähr gleichen Abständen unterscheiden lassen.

In Röhren, deren capillarer Theil  $60^{\text{mm}}$  lang war, schloß hiermit das Spectrum ab; in den kleineren Röhren, mit  $15^{\text{mm}}$  langem Capillarrohr, deren Spectrum ein sehr viel lichtstärkeres ist, liefs sich das Spectrum nach der violetten Seite noch weiter verfolgen. Zunächst erkennt man noch eine schwach helle etwa  $10'$  breite Partie um  $67^{\circ} 30'$  herum, dann ein breites von dunklen Streifen durchbrochenes Feld von  $67^{\circ} 45'$  bis  $68^{\circ} 14'$  und schließlic sieht man eine schöne violette Cannelirung, welche bei  $68^{\circ} 46'$  beginnt.

Bei Anwendung der kleineren Röhre, welche, wie erwähnt, ein viel helleres Spectrum liefert, kann man außerdem auf den einzelnen oben angeführten hellen Feldern noch weitere Unterabtheilungen erkennen, die im einzelnen anzuführen nicht erforderlich seyn wird, besonders da diese feinere Ausbildung des Spectrums wesentlich von den Dimensionen, auch dem Durchmesser, des capillaren Rohres abhängt. Je enger das capillare Rohr ist, natürlich innerhalb gewisser Gränzen, um so heller, und damit um so

reicher schattirt ist das Spectrum, so daß eine ganz detaillirte Zeichnung und Beschreibung des Spectrums eben nur für die Spectralröhre gilt, für welche sie entworfen ist.

## 28.

Das im vorigen § ausführlicher beschriebene Spectrum bleibt mehr oder weniger ausgebildet, bis der Druck des Gases in den Röhren mehrere Millimeter, in den kleineren Röhren bis zu 12<sup>mm</sup> beträgt. Zuweilen und zwar am meisten nach längerem Durchgehen des Stromes macht es einem anderen Bandenspectrum Platz, welches zwar nur geringe, aber darum doch charakteristische Verschiedenheiten zeigt. Das Spectrum ergab sich später als annähernd gleich dem des Kohlenoxydes. Die Unterschiede zeigen sich hauptsächlich im Orange und im Violetten. Zunächst scheinen die beiden ersten rothen Felder in ein einziges mit von links nach rechts sehr stark abnehmender Helligkeit überzugehen. Das dritte rothe Feld bleibt wesentlich dasselbe, geändert ist das orange gefärbte Feld, welches auch dann bei 62° 19' beginnt; dasselbe ist nämlich jetzt mit von links nach rechts abnehmender Helligkeit beleuchtet und zeigt genau dieselbe feine Schraffirung, welche in dem vorigen Spectrum die gelbgrüne, grüne und blaue Cannelirung zeigten. Im grünen und blauen zeigt sich kein wesentlicher Unterschied, wenn auch die feineren Schattirungen nicht überall dieselben sind. Ein wesentlicher Unterschied zeigt sich erst wieder in dem violetten Theile. Die zweite violette Cannelirung wird nämlich um 7' nach rechts verschoben, in dem früheren Spectrum bei 66° 59' beginnend, fängt sie jetzt scharf bei 67° 6' an und reicht bis 67° 22'; das helle Feld bei 67° 30' verschwindet, und das früher bei 67° 45' beginnende, bis 68° 14' reichende, vielfach schattirte, Feld beginnt jetzt bei 67° 49' und ist gleichmäßig schwach beleuchtet. Außerdem scheinen die hellsten Partien, auch der violetten Cannelirungen, mit feinen Linien schraffirt zu seyn, in ähnlicher Weise wie die übrigen Cannelirungen im orange, grün und blau.

## 29.

Wie oben erwähnt, zeigt sich das eine oder andere der beschriebenen Spectra am ausgebildetsten bei fast minimalen Drucken, es bleibt aber wesentlich ungeändert, wenn der Druck des Gases auf wenige Millimeter steigt. Bei dann weiter zunehmendem Drucke erlischt das Spectrum allmählich mehr und mehr von beiden Enden aus. Der Gang ist bei längerem und kürzerem Capillarrohr wesentlich derselbe, nur bedarf es bei kürzeren größerer Variationen des Druckes um Theile zum verschwinden zu bringen, wie bei der längeren Röhre. Es genügt den Gang der Erscheinung bei der kürzeren Röhre zu beschreiben. Zunächst erlöschen bei zunehmendem Drucke die rothen und die äußersten violetten Felder, so daß bei einem Drucke von  $58^{\text{mm}}$  das Spectrum bei der orange gefärbten Cannelirung, also bei  $62^{\circ} 19'$  beginnt und bei der zweiten violetten Cannelirung also etwa bei  $67^{\circ} 20'$  endigt. Außerdem nehmen die zwischen den schraffirten Cannelirungen liegenden hellen Felder rascher an Helligkeit ab, als die Cannelirungen selbst, so daß das Spectrum in 6 Felder zerfällt, auf deren jedem die Helligkeit von links nach rechts abnimmt. Der Beginn dieser Felder wird jedesmal von der linken Gränze der Cannelirung gebildet, er liegt also bei  $62^{\circ} 19'$ ,  $63^{\circ} 10'$ ,  $64^{\circ} 7'$ ,  $65^{\circ} 14'$ ,  $66^{\circ} 32'$  und  $67^{\circ} 6'$ . Die bei geringeren Drucken auf diesen Feldern vorhandenen Schattirungen treten weniger hervor, nur tritt auf dem ersten grünen Felde bei  $63^{\circ} 36'$  noch ein Helligkeitsmaximum, gewissermaßen als eine Zwischencannelirung hervor.

Bei  $90^{\text{mm}}$  Druck wird die orange gefärbte und die zweite violette Cannelirung schon äußerst lichtschwach, besonders die erste ist kaum zu sehen, die übrigen hellen Felder sind nur in einer Breite von  $10'$  hell, dann bis zu dem Beginne des jedesmal folgenden nur schwach beleuchtet, die Schraffirungen auf den hellen Theilen hier kaum mehr zu erkennen.

Druck  $120^{\text{mm}}$ . Das Spectrum wird immer lichtschwächer;

alles orange und gelb ist verschwunden, es beginnt bei  $63^{\circ} 10'$ , die zweite violette Cannelirung ist verschwunden. Die noch übrigen 4 Cannelirungen sind auf eine Breite von etwa  $10'$  zusammengeschumpft.

Druck  $160^{\text{mm}}$ . Die Verdunklung des Spectrums hat zugenommen, die gelbgrüne Cannelirung bei  $63^{\circ} 10'$  ist nur mehr ein schwacher Schein, ebenso die violette Cannelirung bei  $66^{\circ} 32'$ , die beiden anderen sind schmaler wie vorher.

Die Helligkeit nimmt bis zu einem Drucke von  $200^{\text{mm}}$  noch weiter ab, dann nimmt sie wieder zu, aber das Spectrum ändert seinen Charakter, es geht in ein solches zweiter Ordnung über, wie bei niederen Drucken, wenn gleichzeitig in den Inductionsstrom eine Leydener Flasche eingeschaltet ist. Das Spectrum zeigt dann wesentlich die schon von Swan bei seiner Untersuchung der Kohlenwasserstoffspectra (diese Ann. Bd. C) angegebenen Linien. Zunächst treten an Stelle der grünen Cannelirung 4 äquidistante Linien, deren erste indess nicht mit der früheren Gränze der grünen Cannelirung zusammenfällt, sondern um  $6'$  nach rechts verschoben ist, also bei  $64^{\circ} 13'$  liegt. Der Abstand der einzelnen Linien ist etwa  $6'$ . Die blaue Cannelirung ist ganz verschwunden, rechts von derselben ist statt dessen eine Gruppe von 4 Linien sichtbar, deren erste bei  $65^{\circ} 36'$ , deren letzte bei  $65^{\circ} 50'$  liegt. Diese beiden Liniengruppen sind fast das einzig sichtbare bis der Druck  $300^{\text{mm}}$  wird. Dann ist auch die gelbgrüne Cannelirung wieder sichtbar, aber auch in Linien aufgelöst, deren Lage im folgenden, bei Besprechung der Flaschenspectra angegeben wird. Die Linien sind scharf und liegen gewissermaßen auf den Resten der hellen Cannelirungen.

Ohne wesentliche Aenderung bleibt die Erscheinung dieselbe bei zunehmendem Druck, so lange es möglich ist, den Strom durch die Röhren zu führen. Die Gränze des Druckes dafür ist bei der kleinen Röhre etwa  $470^{\text{mm}}$ , bei der längeren  $380^{\text{mm}}$ . Indess nimmt bei den höheren Drucken, besonders in der engen Röhre die Helligkeit zu, und der ganze Hintergrund zeigt eine schwache continuir-

liche Beleuchtung, in welcher einzelne Gruppen des Plücker'schen Sauerstoffspectrums sichtbar sind.

## 30.

Wenn man die längeren Röhren mit Kohlensäure unter minimalem Drucke füllt, die Röhren auch nach der Pumpe hin geschlossen hält, und nun den Inductionsstrom längere Zeit hindurchgehen läßt, so ändert sich das Licht welches die Röhren aussenden, und damit das Spectrum wesentlich. In den weiten Theilen der Röhre, in welchen, wenn die Röhre das §. 27 beschriebene Spectrum liefert, sich schöne grünlich gefärbte Schichtungen auf das blaue negative Elektrodenlicht folgend zeigten, wurde das Licht bläulich weiß und ganz ungeschichtet, in dem capillaren Theil der Röhre, in welchem das Licht vorher fast rein weiß und hell war, wird es bläulich und ziemlich dunkel. In der Röhre hat sich dann etwas Kohle abgeschieden, und der Strom geht nur mehr einseitig durch, wie durch Röhren, in welchen ein stärkerer Druck ist. In dem Spectrum des Lichtes ist alles rothe und gelbe vollständig verschwunden, und das ganze Spectrum reducirt sich auf die Reste der Cannelirungen bei  $63^{\circ} 10'$ ,  $64^{\circ} 7'$  und  $65^{\circ} 14'$  und allenfalls noch eben sichtbar die erste violette Cannelirung.

Das unter diesen Umständen beobachtete Spectrum stimmt mit den 4 hauptsächlichsten Cannelirungen des in meiner ersten Mittheilung (diese Ann. Bd. 135) beschriebenen in Sauerstoffröhren bei minimalem Drucke auftretenden Bandenspectrums überein; da nun diese Cannelirungen nach den Erfahrungen des vorigen §. augenscheinlich der Kohle angehören, so ist wenigstens dieser Theil des damals beobachteten Spectrums den Spuren der mit dem Sauerstoff in die Röhre eingedrungenen Kohle zuzuschreiben. Der damals elektrolytisch dargestellte und deshalb ozonhaltige Sauerstoff hat wahrscheinlich beim Durchgange durch die mit einer geringen Menge Fett versehenen Hähne eine Spur Kohle oxydirt. Daß das ganze damals beobachtete Spectrum von Kohle herrührt, läßt sich indess nicht behaupten.

Denn diesmal, und dasselbe findet sich bei allen untersuchten Kohleverbindungen, treten als Reste des Spectrums immer nur diese 4 Cannelirungen auf, nicht die damals beobachteten und ihrer Lage nach bestimmten Zwischenfelder. Ob diese hellen Felder dem Sauerstoff angehören, wie überhaupt, welches das Spectrum des ganz reinen Sauerstoffs ist, das läßt sich nur bestimmen, wenn es gelingt, Röhren unter beliebigem Drucke zu füllen, ohne Hülfe einer Pumpe, ja ohne Zwischenschaltung irgend einer gefetteten Hahnverbindung. Denn da die damaligen Versuche mit einer Sprengel'schen Luftpumpe angestellt wurden, so war die einzige Stelle, an der der Sauerstoff mit kohlehaltiger Substanz in Berührung kommen konnte, die Spur von Fett, mit welcher die Hähne der Spectralröhre eingerieben waren.

## 31.

Nach den bei den früheren Versuchen gemachten Erfahrungen hätte man bei längerem Durchgehen des Stromes nun das auch in der ersten Mittheilung §. 12 beschriebene Linienspectrum erwarten sollen. Ohne gleichzeitige Einschaltung der Flasche blieb indeß das Spectrum ungeändert, das angegebene; wurde aber eine Flasche eingeschaltet, so entwickelte sich ein reiches Linienspectrum, welches dann auch ohne Flasche blieb, wenigstens, wenn man die Entladungen der Flasche längere Zeit durch die Röhre hatte hindurchgehen lassen. Der Strom fand dann in der Röhre einen großen Widerstand, die positive Elektrode krümmte sich und begann zu schmelzen; gleichzeitig fand ein merklicher Absatz der Kohle statt. Die Entstehung dieses Linienspectrums beim Einschalten der Flasche machte ganz denselben Eindruck, wie die Entstehung des §. 12 in der ersten Mittheilung beschriebenen Linienspectrums, und die Bestimmung der Lage der Linien ergab auch, daß das Spectrum wesentlich das damals beobachtete ist, wenn auch jetzt einzelne Linien gemessen werden konnten die damals gesehen wurden, und einzelne in dem früheren Spectrum



den muß. Die weiteren Versuche werden indeß zeigen, daß es der Kohle zugeschrieben werden muß, da wir es bei der Kohlensäure auch in höheren Drucken im wesentlichen wiederfinden, und da es auch sämtliche übrige Verbindungen der Kohle zeigen.

## 32.

Das Spectrum, welches die Kohlensäure liefert, wenn man in den Inductionsstrom gleichzeitig eine Leydener Flasche einschaltet, oder mit der Holtz'schen Maschine die Entladungen einer Flasche mit kleiner Schlagweite durch die Röhren hindurchsendet, ist wenn auch wesentlich dasselbe, doch an Reichhaltigkeit und Ausdehnung sehr verschieden je nach den Dimensionen der Röhren, so daß eine gesonderte Besprechung der Erscheinungen in den längeren und kürzeren Röhren nothwendig ist.

In den längeren Röhren ist die Flasche erst wirksam, wenn der Druck des Gases auf 6<sup>mm</sup> gestiegen ist, indeß ist die Wirkung dann noch intermittirend, so daß das Spectrum ein ganz flatterndes Aussehen bekommt; es erscheint in sehr rascher Folge das gewöhnliche Spectrum und das durch die Flasche geänderte, so daß es schwierig ist sie im einzelnen zu unterscheiden. Erst bei einem Drucke von 12<sup>mm</sup> ist die Wirkung der Flasche continuirlicher. In dem dann erscheinenden Spectrum ist alles roth und gelb verschwunden; das Spectrum beginnt im gelbgrünen bei 63° 8' 30". An Stelle der ohne Flasche bei 63° 10' erscheinenden Cannelirung bildet sich auf schwach beleuchtetem Grunde eine Gruppe von 5 aequidistanten hellen sehr feinen Linien, die erste derselben liegt bei 63° 8' 30", die zweite bei 63° 15'. Die erste dieser Linien scheint auch schon ohne Flasche da zu seyn und nur wegen Verdunklung des hellen Hintergrundes deutlicher zu werden, deshalb macht es, wenn die Flasche wirkt, ganz den Eindruck, wie wenn die gelbgrüne Cannelirung um 5' nach rechts verschoben würde und zerfällt. Von da ab ist das Gesichtsfeld dann dunkel bis zu der §. 27 erwähnten grünen Cannelirung, welche ohne

Flasche bei  $64^{\circ} 7'$  beginnt. Wenn die Flasche wirkt, so wird diese Cannelirung um  $6'$  nach rechts verschoben, so daß das Gesichtsfeld bis  $64^{\circ} 13'$  vollständig dunkel ist. Die Cannelirung zerfällt dann in 4 auf hellem Grunde liegende je  $6'$  von einander entfernte Linien, oder wie man es auch auffassen kann, in drei helle durch scharfe helle Linien getrennte und begrenzte Felder. Weiterhin ist das Gesichtsfeld wieder verdunkelt, die ohne Flasche sichtbare blaue Cannelirung bei  $65^{\circ} 14'$  verschwindet vollständig und es erscheint eine Gruppe von 4 Linien, deren erste bei  $65^{\circ} 36'$ , deren zweite bei  $65^{\circ} 42'$  und deren letzte bei  $65^{\circ} 51'$  liegt; die letzte scheint eine Doppellinie zu seyn. Die weiterhin im blau und violett liegenden hellen Partien verschwinden vollständig, und statt dessen treten an vorher dunklen Stellen sehr wenig helle Linien und Gruppen auf, die nicht zu messen sind.

Das so mit der Flasche erhaltene Spectrum stimmt so nach überein mit jenem, welches in Drucken von etwa  $200^{\text{mm}}$  und weiter auch ohne Flasche erhalten wird, eine Erscheinung, welche analog derjenigen beim Stickstoff ist, wo in höheren Drucken auch ohne Flasche das Stickstoffspectrum zweiter Ordnung entsteht.

Bei zunehmendem Drucke bleibt zunächst die Erscheinung ungeändert, indess schon bei einem Drucke von  $20^{\text{mm}}$  wird der Hintergrund des ganzen Spectrums schwach continuirlich beleuchtet und zwar innerhalb der Gränzen etwa, in welchen das vollständig ausgebildete Spectrum der Kohlensäure ohne Flasche sichtbar ist. Bei  $23^{\text{mm}}$  Druck zeigten sich dann auf continuirlich beleuchtetem Grunde neue Linien zunächst noch flatternd, das heisst nur zuweilen aufblitzend, welche größtentheils dem §. 31 beschriebenen Spectrum angehören. So tritt zuweilen die 3. Gruppe bei  $63^{\circ} 2' 30''$ , die Gruppe 7 bei  $64^{\circ} 54'$ , einzelne Linien der Gruppe 9 bei  $65^{\circ} 58'$  hervor und außerdem einige schwache Gruppen im violett bei  $67^{\circ} 26'$  und  $67^{\circ} 50'$ . Dazu erscheinen zuweilen einzelne Linien des Plücker'schen Sauerstoffspectrums.

Bei einem Drucke des Gases von  $34^{\text{mm}}$  war die continuirliche Beleuchtung des Hintergrundes viel heller, und das Spectrum, welches die Flasche bei  $12^{\text{mm}}$  geliefert hatte, war in sofern verschwunden, als die dort erwähnten 3 Liniengruppen nicht mehr sichtbar waren, dieselben waren gewissermaßen in dem heller gewordenen Hintergrunde versunken. Statt dessen traten jetzt constant eine beträchtliche Anzahl Linien des bei minimalem Drucke beobachteten Linienspectrums hervor. Der Lage nach bestimmt wurden zwei Linien bei  $63^{\circ} 2' 30''$  und bei  $63^{\circ} 4'$ , eine Linie bei  $63^{\circ} 40'$  eine Gruppe von Linien, die etwa bei  $64^{\circ} 7'$  begann und bis  $64^{\circ} 20'$  reichte, wo sie von zwei hellen Linien begrenzt wurde, weiter eine Doppellinie bei  $64^{\circ} 40'$ , eine Gruppe von 4 Linien von  $64^{\circ} 54'$  bis  $65^{\circ} 4'$ , eine Gruppe von 3 Linien von  $65^{\circ} 16'$  bis  $65^{\circ} 22'$  und 3 Linien, deren Mitte bei  $65^{\circ} 58'$  lag. Wie man sieht, sind es fast nur, aber auch fast alle Linien des bei minimalem Drucke beobachteten Spectrums. Zu diesen traten dann besonders im blau und violetten die Gruppen des Plücker'schen Sauerstoffspectrums. So lag die bei  $65^{\circ} 58'$  angegebene Gruppe zwischen den Linien der prachtvollen blauen Plücker'schen Sauerstoffgruppe und ebenso war die um  $H_{\gamma}$  liegende blau-violette Gruppe sichtbar, während die weniger brechbaren Linien des Sauerstoffspectrums nicht constatirt werden konnten.

Die Entladungen der Flasche liefsen sich bis zu einem Drucke von  $50^{\text{mm}}$  durch die längere Röhre hindurchsenden. Bei dem letzteren Drucke nur mehr stofsweise, so dafs eine constante Beobachtung nicht mehr möglich war. Im übrigen blieb die Erscheinung wesentlich dieselbe, nur dafs die continuirliche Beleuchtung des Hintergrundes beträchtlich zunahm, und in Folge dessen die sämmtlichen nicht zum Plücker'schen Sauerstoffspectrum gehörigen Linien merklich zurücktraten.

### 83.

Auch in den Specträlröhren, deren capillarer Theil nur eine Länge von  $15^{\text{mm}}$  besafs, war der Gang der Spectral-

erscheinungen bei Anwendung der Flasche und zunehmendem Drucke im wesentlichen derselbe; die Flasche wirkte regelmässig erst wenn der Druck 12<sup>mm</sup> geworden ist, und dann zeigte sich zunächst dasselbe Spectrum wie in der längeren Röhre, nur mit dem Unterschiede, dass hier auch eine scharfe rothe Linie unmittelbar vor  $H_{\alpha}$  bei  $61^{\circ} 41'$  auftrat, die schon H. Watts in dem Spectrum der Kohlensäure angibt. In einer der kurzen Röhren verlief dann die Erscheinung fast ganz ebenso, wie in den längeren Röhren, es tritt ohne wesentliche Aenderung des Spectrums bei Steigerung des Druckes eine continuirliche Beleuchtung des Hintergrundes hervor, auf welchem, während die 3 Gruppen Linien, die zuerst sichtbar sind, immer weniger hervortreten, mehr oder weniger Linien des §. 31 beschriebenen Spectrums und ausserdem noch Linien des Plücker'schen Sauerstoffspectrums sichtbar werden. Der Druck, bei welchem die zuerst sichtbaren 3 Gruppen von Linien verschwinden, ist hier ein höherer: sie sind sichtbar bis zu einem Drucke von etwa 50<sup>mm</sup>.

In einer zweiten Röhre, deren capillarer Theil dieselbe Länge, aber einen beträchtlich kleineren Querschnitt besaß, war das Spectrum viel heller, und demzufolge war bei Drucken von etwa 20<sup>mm</sup> das Flaschenspectrum ein viel reicheres. Zunächst erkannte man dort, dass in ähnlicher Weise wie die gelbgrüne und grüne Cannelirung auch andere Felder des Kohlensäurespectrums in ähnlich äquidistante Linien zerlegt wurden. Zunächst nämlich verschwand bei dieser Röhre das bei  $62^{\circ} 19'$  beginnende orange gefärbte Feld nicht vollständig, es blieb, wenn auch sehr verdunkelt, sichtbar, aber dann in ganz ähnlicher Weise, wie die gelbgrüne Cannelirung in 3 auf hellem Grunde liegende äquidistante Linien zerrissen. Ebenso zerreißt eines der hellen Felder, welche zwischen  $66^{\circ} 59'$  und  $67^{\circ} 20'$  liegen, in zwei Linien, während die übrigen verdunkelt werden, und schliesslich geht aus der bei  $67^{\circ} 49'$  liegenden Cannelirung eine Gruppe von 5 Linien hervor, deren erste bei  $68^{\circ} 8'$  liegt, und welche in ungefähr gleichen Abständen sich

bis  $68^{\circ} 32'$  erstrecken. Außerdem sind aber in diesem Spectrum die Zwischenräume zwischen den erwähnten Gruppen nicht alle dunkel, und am auffallendsten ist die mittlere Partie des Spectrums im grün und blau beleuchtet. Die bei  $64^{\circ} 13'$  beginnende Gruppe von 4 hellen äquidistanten Linien liegt auf einem hellen ebenfalls bei  $64^{\circ} 13'$  beginnenden Felde, welches mit wenig abnehmender Lichtstärke bis zu Beginne der Gruppe  $65^{\circ} 36'$  reicht, und welches in seiner ganzen Ausdehnung mit sehr feinen Querlinien schraffirt ist, ebenso wie im Kohlensäurespectrum ohne Flasche die gelbgrüne, grüne und grünblaue Cannelirung. Ein ganz ähnliches Feld beginnt in der Liniengruppe, deren erste bei  $65^{\circ} 36'$  liegt, bei  $65^{\circ} 46'$  und reicht bis etwa  $66^{\circ} 38'$ , das Feld ist ebenso schraffirt wie das vorige und zeigt außerdem eine Menge annähernd äquidistanter Linien, welche indefs nicht so hell sind, daß man sie messen kann,

Bei zunehmendem Drucke bleibt zunächst dieses eigen thümliche aus Linien und Cannelirungen combinirte Spectrum noch sichtbar, dann aber verdunkeln sich die beiden zuletzt erwähnten Felder, so daß z. B. bei  $30^{\text{mm}}$  Druck das bei  $65^{\circ} 46'$  beginnende Feld nur mehr ein schwacher Schein ist. Statt dessen zeigt sich der ganze Hintergrund des Spectrums continuirlich, ohne Schattirungen, beleuchtet und auf diesem Hintergrunde sieht man Theile des Linienspectrums bei minimalem Drucke, sowie des Plücker'schen Sauerstoffspectrums. Bei einem Drucke von  $60^{\text{mm}}$  beginnt das Spectrum mit der rothen Linie  $61^{\circ} 41'$ , dann ist es dunkel bis etwa  $62^{\circ}$ , dort fängt dann eine continuirliche Beleuchtung an, welche bis gegen  $68$  reicht. Auf diesem continuirlichen Hintergrunde sind von den Linien der Kohlenspectra noch zu sehen der hellste Theil der bei  $63^{\circ} 2' 30''$  beginnenden Gruppe, etwa als Doppellinie bei  $63^{\circ} 3'$ , ferner die bei  $64^{\circ} 54'$  beginnende Gruppe, außerdem erscheinen im blauen und violetten Gruppen des Sauerstoffspectrums. Zweifelhaft sind im grünen bei  $64^{\circ} 13'$  Linien zu sehen.

Von da ab, bei steigendem Drucke, versinken allmählich in dem immer heller werdenden, unschattirt continuirlichen, Hintergrunde die Linien der Kohlenspectra, mit Ausnahme der an der Gränze des Spectrums liegenden rothen Linie  $61^{\circ} 41'$ , dagegen bildet sich zunächst das ganze Plücker'sche Sauerstoffspectrum aus, dessen Linien sich hell von dem Hintergrunde abheben. So bleibt die Erscheinung bis zu dem Drucke, bis zu welchem der Strom durch die Röhre hindurchgeht, bis etwa  $200^{\text{mm}}$ , natürlich mit stark zunehmender Lichtstärke des unschattirt continuirlichen Spectrums.

Von da ab wurde bei noch höherem Drucke das Spectrum durch Entladungen der mit der Holtz'schen Maschine geladenen Leydener Flasche, stets mit kleiner Schlagweite untersucht. Bei  $250^{\text{mm}}$  Druck war dann der Beginn des Spectrums die rothe Linie  $61^{\circ} 41'$ , das Spectrum sehr hell, so daß die immer bei hohen Drucken auftretenden Natriumlinien schon abwechselnd hell und dunkel erschienen. Die Linien des Sauerstoffspectrums waren im roth und gelb nicht mehr, in den übrigen Theilen des Spectrums nur mehr theilweise zu sehen. Die Beobachtung wurde fortgesetzt bis zu einem Gasdrucke von  $470^{\text{mm}}$ . Bis dahin nahm das continuirliche Spectrum sehr an Helligkeit zu, so daß es wahrhaft blendend wurde, der Anfang lag aber stets in der Nähe der rothen Linie  $61^{\circ} 41'$ , von der es sich nach links nicht weit ausdehnte, von den Sauerstofflinien wurden immer mehr unsichtbar, und zwar schritt die Unsichtbarkeit von dem weniger brechbaren zum brechbaren Ende fort, so daß sie wegen zunehmender Intensität des Hintergrundes nicht mehr hervortraten. Die am längsten, ja selbst bei dem höchsten erreichten Drucke in ihren hellsten Linien noch eben sichtbare, Gruppe ist die blaue. Von  $350^{\text{mm}}$  Druck an erschienen die Natriumlinien bereits immer dunkel.

## 34.

Die Spectralerscheinungen, welche mit Kohlensäure gefüllte Röhren je nach dem Drucke des Gases und der Art der Entladung geben, sind nach dem vorigen ziemlich ver-

wickelt. Fassen wir die Resultate kurz zusammen, so können wir, abgesehen von dem Plücker'schen Sauerstoffspectrum, zwei Bandenspectra unterscheiden, zwei Linienspectra und zuletzt das ganz continuirliche Spectrum. Die beiden Bandenspectra erscheinen nur bei Entladungen ohne Flasche vollständig ausgebildet bei geringem Drucke. Bei zunehmendem Druck bleibt von beidem derselbe anfänglich aus sechs, später aus drei Cannelirungen bestehende Rest. Die beiden Linienspectra entstehen sowohl ohne als mit Flasche, das eine wesentlich aus drei Liniengruppen bestehende ohne Flasche bei Drucken die 200<sup>mm</sup> überschreiten, mit Flasche bei niedrigen Drucken, das zweite ohne Flasche bei minimalem Drucke und mit Flasche bei Drucken, bei welchen die Linien der Kohlenspectra noch nicht in dem hellen Hintergrunde versunken sind. Das continuirliche Spectrum schliesslich bei den höchsten erreichten Drucken. Wie diese einzelnen Spectra zu deuten sind, das ergiebt die Untersuchung der weiteren Verbindung der Kohle.

## II. Kohlenoxydgas.

### 35.

Das zu den Versuchen benutzte Kohlenoxydgas wurde aus Oxalsäure mit Schwefelsäure dargestellt; das entwickelte Gas wurde zur Fortnahme der Kohlensäure durch eine Lösung von Natron in etwa 4 Decimeter hoher Schicht, dann durch drei mit Natronkalk gefüllte Absorptionsflaschen geführt, und schliesslich wurde in das Wasser des Gasometers etwas Aetznatron gebracht. Das Gasleitungsrohr wurde in das Gasometer erst eingeführt, nachdem durch längeres Brennen des entwickelten Gasstromes constatirt war, dass alle Luft aus den Apparaten entwichen war. Aus dem Gasometer wurde dann das Gas, wie die Kohlensäure durch Schwefelsäure und über wasserfreie Phosphorsäure hin in die Röhre eingeführt. Die Röhren und das Gas waren bei allen Versuchen so ausgetrocknet, dass in dem Spectrum niemals die Wasserstofflinien sichtbar waren.

Das Spectrum des Kohlenoxydgases war in den längeren

Röhren am Besten ausgebildet, wenn der Druck etwa 5<sup>mm</sup> betrug, in den kürzeren Röhren konnte der Druck bis auf 12<sup>mm</sup> gesteigert werden, ohne daß das Spectrum sich änderte oder merklich lichtschwächer wurde. Das Spectrum erschien dann im Wesentlichen so, wie es § 28 als das zweite in den mit Kohlensäure gefüllten Röhren beschrieben wurde. Die einzelnen hellen Felder fingen genau an denselben Stellen an, und hatten dieselbe charakteristische Schraffirung. Nur in den Schattirungen der weniger hellen Theile der einzelnen Felder zeigten sich geringe Unterschiede, welche indeß ohne eine detaillirte Zeichnung nicht verständlich gemacht werden können, auf welche es indeß bei dieser Untersuchung nicht ankommt.

In der einen der kürzeren Röhren, in jener deren capillarer Theil den geringsten Querschnitt besitzt, ließen sich auf diesem Spectrum indeß eine Anzahl heller Linien erkennen und messen, welche zum Theil auch bei der Kohlensäure in den verschiedenen Linienspectren beobachtet waren. So werden von dem § 31 beschriebenen Spectrum die Gruppe sichtbar, welche bei 63° 2' 30" liegen, die Gruppe ist so hell, daß die einzelnen Linien ihrer Lage nach bestimmt werden konnten bei 63° 2' 30, 63° 4', 63° 6', 63° 7'; sichtbar war ferner die erste Linie der bei 63° 28' 30" beginnenden Gruppe und einige andere. Von dem § 33 beschriebenen Spectrum traten hervor, zwei der auf der grünen bei 64° 7' beginnenden Cannelirung liegenden aequidistanten Linien, nämlich die erste und zweite, dann die bei 65° 36' beginnende Gruppe von vier Linien; ebenso erscheint auf der einen der violetten Cannelirung (zwischen 67° 6' und 67° 22') bereits eine der schon früher erwähnten Linien bei 67° 17'. Außerdem erscheinen im Grün noch einzelne Linien, bei 64° 27', 64° 30' 30", 64° 34' 30", welche zum Theil später als eine Vervollständigung des § 31 beschriebenen Linienspectrums wiederkehren werden.

Wie hier neben dem Bandenspectrum des Kohlenoxyds schon Theile der früheren Linienspectren auftraten, so zeigte sich besonders in der längeren Röhre dieses Spectrum wenig

stabil. Nach längerem Durchgehenlassen des Stromes durch die Röhre bei dem zur Ausbildung des Bandenspectrums günstigsten Drucke von  $5^{\text{mm}}$  ging das Spectrum nämlich in das über, welches die Kohlensäure mit Flasche bei  $12^{\text{mm}}$  gezeigt hatte; alles roth und gelb war verschwunden, das Spectrum begann bei der gelbgrünen Cannelirung, welche in die früher beschriebenen äquidistanten Linien zerlegt war; von dieser war durch ein dunkles Feld die ebenfalls in die äquidistanten Linien zerlegte, bei  $64^{\circ} 13'$  beginnende grüne Cannelirung getrennt, ferner war sehr schwach das bei  $65^{\circ} 14'$  beginnende blaue Feld, aber sehr schön die Gruppe von vier Linien zu sehen, welche bei  $65^{\circ} 36'$  anfängt. Weiterhin ist kaum mehr etwas sichtbar.

Das was bei  $5^{\text{mm}}$  Druck sich nach längerem Durchgehen des Stromes in der längeren Röhre zeigte, trat bei zunehmendem Drucke des Gases sehr bald sofort ein, wenn der Strom hindurchgesandt wurde. Schon bei  $21^{\text{mm}}$  beschränkte sich das ganze Spectrum auf die drei Cannelirungen im gelbgrün, grün und blau, und bei einem Drucke von  $46^{\text{mm}}$  war die Erscheinung in der Regel so, wie bei  $5^{\text{mm}}$ , nach längerem Durchgehen des Stromes. Nur zuweilen traten momentan die gelbgrüne ( $63^{\circ} 10'$ ), die grüne ( $64^{\circ} 7'$ ), nicht in die äquidistanten Linien zerlegten, sowie die blaue Cannelirung ( $65^{\circ} 14'$ ) hervor, sehr bald verschwanden die Felder wieder und machten den Liniengruppen Platz. Das Spectrum blieb dann dasselbe bis zu einem Drucke von  $84^{\text{mm}}$ , der Gränze, bis zu welcher der Strom durch die Röhre hindurchging.

Bei den kürzeren Röhren ist der Gang der Erscheinungen im Wesentlichen derselbe, er liefs sich nur weiter verfolgen, da der Strom hier bis zu weit höheren Drucken durch das Gas zu bringen war, ja auffallender Weise in noch höheren Drucken als bei der Kohlensäure, obwohl bei der längeren Röhre, wenn sie mit Kohlenoxydgas gefüllt war, der Strom viel eher versagte, als wenn sie mit Kohlensäure gefüllt war. Dieses auffallende Verhalten liefs sich nicht aufklären, da nach den Versuchen mit den kür-

zeren Röhren, längere nicht mehr zur Disposition standen. Die früher gebrauchten hatten Sprünge bekommen.

Bei den kürzeren Röhren verschwand roth und gelb erst als der Druck auf  $150^{\text{mm}}$  gestiegen war, und damit war das Spectrum wesentlich auf die drei Cannelirungen, gelbgrün, grün und blau sowie schwach die erste violette Cannelirung reducirt, und erst bei einer Steigerung des Druckes auf  $250^{\text{mm}}$  machten die Cannelirungen den entsprechenden drei Liniengruppen Platz. So bleibt das Spectrum mit abnehmender Lichtstärke, bis der Druck  $300^{\text{mm}}$  geworden ist. Von da ab nimmt die Lichtstärke wieder zu, es zeigt sich ein continuirlich beleuchteter Hintergrund und das Spectrum dehnt sich nach beiden Seiten aus. So ist bei  $350^{\text{mm}}$  Druck das Spectrum schon vom roth an bis in das violette schwach continuirlich beleuchtet und auf diesem Hintergrunde treten die Liniengruppen im Gelbgrünen, Grün und Blau hervor; gleichzeitig zeigen sich aber besonders im Blau und Violett Theile des Plücker'schen Sauerstoffspectrums. Bei  $500^{\text{mm}}$  und  $550^{\text{mm}}$  trat dann auch die rothe bei  $61^{\circ} 41'$  liegende Linie auf, die continuirliche Beleuchtung wurde heller und gleichzeitig verloren die Liniengruppen relativ an Helligkeit, während die Linien des Plücker'schen Sauerstoffspectrums heller wurden.

### 36.

Die Erscheinungen, welche Kohlenoxyd zeigte, wenn der Druck so minimal wie möglich gemacht wurde, waren dieselben wie bei Kohlensäure, das Spectrum reducirte sich wesentlich auf die Reste der drei oder vier hellen Felder, roth und gelb verschwand vollständig, ein geringer Unterschied zeigte sich nur darin, daß zuweilen an Stelle der hellen Felder die ihnen entsprechenden Liniengruppen auftraten, jedoch nur bei Anwendung der längeren Röhre. In der kürzeren Röhre blieben die hellen Felder stets ohne Linien.

Ebenso wie bei der Kohlensäure trat auch hier das Linienspectrum des § 31 auf, wenn in den Inductionsstrom

gleichzeitig die Flasche eingeschaltet wurde, niemals ohne Flasche, die Erscheinung war dieselbe in längeren und in kürzeren Röhren; es konnten sämtliche Linien gemessen, und ihre Uebereinstimmung mit den Linien des § 31 constatirt werden.

Bei diesen Versuchen unter minimalem Drucke wurde in den längeren Röhren besonders sehr viel Kohle abgesetzt, bei einer Versuchsreihe ohne Flasche in solcher Menge, daß das capillare Rohr ganz undurchsichtig wurde. Um das Rohr dann zu ferneren Versuchen brauchbar zu machen, wurde in dasselbe Luft eingelassen, und durch längeres Hindurchführen des Stromes die abgesetzte Kohle verbrannt. Es war dazu stets ein mehrmaliges Einlassen und Auspumpen der Luft erforderlich. Bei diesen Versuchen zeigte sich dann, wie sehr die Helligkeit des Spectrums der Kohlenverbindungen die anderen überragt, bei gewissen Drucken war in dem Rohr keine Spur des Stickstoffspectrums, selbst nicht in den für Stickstoff so charakteristischen violetten Partien zu erkennen. Daß dann bei den spätern Versuchen für das Fortschaffen der Luft die größte Sorgfalt angewandt wurde, bedarf wohl keiner besonderen Erwähnung. Es wurde stets mehrfach abwechselnd die Röhre soweit ausgepumpt, bis der Strom nicht mehr durch sie hindurchging und dann bis zu Atmosphärendruck mit trockenem Kohlenoxydgas gefüllt.

Bei höheren Drucken wurde ein solcher Kohlenabsatz niemals beobachtet, es schied sich dann nur etwas Kohle in den weiten Theilen der Röhre ab; die kürzeren Röhren wurden niemals undurchsichtig.

### 37.

Bei eingeschalteter Flasche ging durch die längere Röhre der Strom nur bis zu einem Drucke von  $21^{\text{mm}}$  hindurch, die Erscheinung war dann immer, wie bei  $5^{\text{mm}}$  Druck nach längerem Durchgehen ohne Flasche, die gelbgrüne sowie die grüne Cannelirung waren in die äquidistanten Linien zerlegt und an Stelle der blauen Cannelirung trat die bei

65° 36' beginnende Gruppe von vier Linien, alles Uebrige war ausgelöscht.

In den kürzeren Röhren wirkte bei Drucken unter 40<sup>mm</sup> die Flasche nur intermittirend und flatternd; wenn sie wirkte, war das Spectrum wesentlich dasselbe wie in der längeren Röhre, nur dafs bei der Röhre mit kleinstem Querschnitt des capillaren Theiles auch die bei der Kohlensäure im violetten Theile sichtbaren Liniengruppen bei 67° 17' und 68° 8' sichtbar wurden.

Bei 40<sup>mm</sup> Druck wirkte die Flasche schon regelmässiger, der Hintergrund zeigte sich dann von roth an schon merklich continuirlich beleuchtet, und auf diesem Hintergrunde blieben zunächst die gelbgrüne und grüne Cannelirung in ihre äquidistanten Linien zerlegt, und an Stelle der blauen Cannelirung die Gruppe, welche bei 65° 36' beginnt. Dazu traten dann flatternd die Linien des Spectrums § 31, von denen gemessen werden konnten die Linien bei 63° 28' 30", ferner einige Linien der fünften Gruppe zwischen 64° 3' und 64° 22' und die ersten beiden der neunten Gruppe bei 65° 58'. Ausserdem zeigten sich im Violetten schon Theile des Plücker'schen Sauerstoffspectrums. Bei einem Drucke von 60<sup>mm</sup> traten von dem Spectrum des § 31 noch mehrere Linien auf, so die Gruppe bei 64° 54', dazwischen tritt dann intermittirend das Plücker'sche Sauerstoffspectrum im Grün und Blau. Dieses intermittirende Auftreten der Sauerstofflinien läfst dann mit Sicherheit erkennen, dafs die bei 64° 54' liegende Gruppe nicht die Plücker'sche grüne Sauerstoffgruppe vor  $H_{\beta}$  ist, die Linien des Kohlenspectrums liegen zum Theil zwischen denen des Sauerstoffs, so die erste mitten zwischen der ersten und zweiten des Sauerstoffs. Ebenso greift die blaue Sauerstoffgruppe mit ihrem vorderen Theile in die bei 65° 36' beginnende Kohlengruppe, so dafs dieselbe neben der sehr hellen Sauerstoffgruppe kaum zu sehen ist. Die continuirliche Beleuchtung des Hintergrundes hat schon sehr beträchtlich zugenommen.

Bei einem Drucke von 82<sup>mm</sup> hat die unschattirt continuirliche Beleuchtung schon so weit zugenommen, dafs von

den Linien der Kohlenspectra nur kaum noch etwas sichtbar ist, nur zuweilen scheint die in ihre äquidistanten Linien zerrissene grüne Cannelirung sichtbar zu seyn. Auf dem hellen Hintergrunde erscheinen hell die Natriumlinien und jene des Plücker'schen Sauerstoffspectrums.

Mit eingeschalteter Flasche ging der Strom durch die Röhre bis zu einem Drucke von  $270^{\text{mm}}$ ; die Entladungen der mit der Holtz'schen Maschine geladenen Leydener Flasche konnten bis zu einem Drucke von  $375^{\text{mm}}$  durch die Röhre geführt werden. Mit zunehmendem Drucke wird das Spectrum immer heller, so daß auch die Sauerstofflinien immer weniger hervortreten; bei  $325^{\text{mm}}$  erscheinen die Natriumlinien dunkel, und von den Sauerstofflinien sind nur die drei hellsten der blauen Gruppe und einige der violetten Linien zu sehen; das Spectrum beginnt auch bei  $375^{\text{mm}}$ , bei der rothen Linie  $61^{\circ} 41'$ , vor welcher nur ein schwacher Schein von einigen Minuten Breite zu sehen ist. Von dieser Linie an beginnt eigentlich das helle, ganz dem eines festen Körpers ähnliche Spectrum; ein Helligkeitsmaximum zeigt dasselbe in der Nähe der fleischrothen Sauerstofflinie, entsprechend meinen früheren Beobachtungen beim Sauerstoff, nach denen dort sich die Linien ebenso ausbreiten wie die drei Linien des Wasserstoffspectrums.

## 38.

Die Spectralerscheinungen beim Kohlenoxyd sind demnach ganz analog denen bei der Kohlensäure, wir erhalten ein Bandenspectrum, dieselben beiden Linienspectra und schließlic das ganz continuirliche Spectrum. Die beiden Linienspectra, die ich schon mehrfach als Kohlenspectra bezeichnet habe, bilden sich auch unter denselben Umständen, das aus drei Gruppen bestehende ohne Flasche bei höheren Drucken, mit Flasche bei geringeren Drucken, das andere Linienspectrum mit der Flasche bei minimalem Drucke und bei höheren Drucken. Der Uebergang in das continuirliche Spectrum tritt nicht durch Verbreiterung der Linien ein, sondern dadurch, daß der Hintergrund des Spectrums all-

mählich immer heller beleuchtet wird, und dass in diesem helleren Hintergrunde die Linien der Kohlenspectra versinken.

### III. Aethylen.

#### 39.

Das Aethylen wurde nach dem im Handwörterbuche der Chemie angegebenen Verfahren von Mitscherlich durch Einleiten von Alkoholdämpfen in Schwefelsäure, welche auf der Temperatur von  $163^{\circ}$  gehalten wurde, dargestellt, und zur Fortnahme der Aethyläther- und Alkoholdämpfe zunächst durch kalt erhaltenen Alkohol, dann durch Wasser und weiter durch concentrirte Schwefelsäure geleitet. Um allenfalls gebildete Kohlensäure fortzunehmen, wurde in das Wasser des Gasometers eine geringe Menge von Aetznatron gebracht. Das Gas wurde erst in das Gasometer eingeführt, nachdem es längere Zeit an dem Ende des Entwicklungsrohres gebrannt hatte. Vor dem Eintritt in die Spectalröhre wurde es dann nochmals durch Wasser, concentrirte Schwefelsäure und über wasserfreie Phosphorsäure geführt.

Die Untersuchung der von dem Aethylen gelieferten Spectra war in sofern mit einigen Schwierigkeiten verknüpft, als das Gas beim Durchgehen des Stromes sehr leicht Kohle absetzte und in Folge dessen der capillare Theil des Rohres undurchsichtig wurde. Es gelang dann in der schon beim Kohlenoxyd angegebenen Weise durch Einlassen von Luft und längeres Durchführen des Stromes die Röhre wieder zu reinigen. Nach dem Ausbrennen wurde dann jedesmal mit der größten Sorgfalt durch mehrmaliges Auspumpen, bis der Strom nicht mehr durchging, und Einfüllen von Aethylen bis zu Atmosphärendruck die Röhre von den letzten Spuren Luft und Kohlensäure gereinigt. Es gelang das so, dass niemals während der Versuche Sauerstofflinien gesehen wurden.

Als zunächst in die längere Röhre Aethylen unter einem Drucke von  $4-6^{\text{mm}}$  gebracht wurde, zeigte sich, als der

Strom ohne Anwendung der Flasche durch die Röhre gesandt wurde, das Wasserstoffspectrum zweiter Ordnung,  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , und ein Bandenspectrum, welches im rothen und gelben im wesentlichen mit dem früher von mir als Wasserstoffspectrum erster Ordnung beschriebenen Spectrum übereinstimmte, welches indeß im grün, blau und violett schon dieselben charakteristischen Cannelirungen zeigte, welche den Spectren der Kohlensäure und des Kohlenoxyds eigenthümlich sind. Es trat das besonders deutlich hervor, wenn man bei einem Gasdrucke von  $6^{\text{mm}}$  gleichzeitig die Flasche auflegte; es verschwand dann aus dem Spectrum intermittirend alles roth und gelb und es blieben nur, wie bei den beiden früheren Gasen, die gelbgrünen, grünen und blauen Liniengruppen neben den drei Wasserstofflinien sichtbar. Wenn man dann das Spectrum wieder ohne eingeschaltete Flasche beobachtete, so erkannte man deutlich, daß dasselbe sich aus dem Wasserstoffspectrum erster Ordnung und den für die beiden früheren Kohlenverbindungen schon erkannten charakteristischen Cannelirungen im grün und blau zusammensetzte.

Bei der Aehnlichkeit dieses Spectrums im rothen und gelben mit dem früher beschriebenen Wasserstoffspectrum erster Ordnung war der Zweifel gerechtfertigt, ob nicht das damalige Spectrum einem Kohlenwasserstoffe zuzuschreiben sey, obwohl die sorgfältig von Herrn Dr. Bettendorff ausgeführte Zeichnung<sup>1)</sup> wie die damals gemachte Beschreibung die hier so charakteristisch hervortretenden grünen und blauen Partien ganz anders erscheinen läßt. Es wurde deshalb zunächst auf den minimalen Druck zurückgegangen, um zu sehen, ob sich den damaligen ähnliche Erscheinungen zeigten. Das war indeß durchaus nicht der Fall, die Erscheinungen haben hier vielmehr ganz genau denselben Verlauf, wie bei Kohlensäure und Kohlenoxydgas. Bei abnehmendem Drucke wird zunächst das oben beschriebene Bandenspectrum eher heller als dunkler, und erst wenn der Druck unmerkbar klein geworden ist, reducirt sich das

1) Die Zeichnung des Herrn Dr. Bettendorff ist auf Tafel 4 des zweiten Bandes meiner Physik (2. Auflage) (Optik) abgedruckt.

Spe  
blau  
säur  
dan  
in d  
ten  
vor,  
62°  
ginn  
Ers  
oxy  
man  
eins  
bild  
bes  
nau  
hat  
mun  
gen  
wie  
die  
säur  
gem  
war  
kon  
sämm  
1.  
2.  
3.  
4.  
5.

Spectrum auf dieselben 4 Reste der grüngelben, grünen, blauen und ersten violetten Cannelirung wie bei Kohlensäure. Nach längerem Durchgehen des Stromes zeigten sich dann die grüngelbe und grüne Cannelirung zuweilen schon in die betreffenden Liniengruppen aufgelöst und ebenso traten mitunter Linien des §. 31 beschriebenen Spectrums hervor, so wurden die beiden gelben Linien bei  $62^{\circ} 49'$  und  $62^{\circ} 51' 30''$ , die erste hellste Linie der bei  $63^{\circ} 28' 30''$  beginnenden Gruppe gemessen. Es treten also genau dieselben Erscheinungen hervor, wie bei Kohlensäure und Kohlenoxyd. Ganz dieselbe Uebereinstimmung ergibt sich, wenn man bei dem minimalen Drucke gleichzeitig eine Flasche einschaltet, die Cannelirungen zerreißen gerade so und es bildet sich genau dasselbe Linienspectrum, welches §. 31 beschrieben wurde. Ein Blick auf das Spectrum zeigt genau dieselben Gruppen in denselben Lagen, und außerdem hat eine mehrmalige sorgfältige Messung die Uebereinstimmung der Spectra constatirt. Es wurde zu diesen Messungen mehrmals sorgfältig die Röhre mit Gas gefüllt und wieder bis zu minimalem Drucke ausgepumpt, jedesmal war die Erscheinung dieselbe. Aufser den bei der Kohlensäure gemessenen Linien konnten hier noch einige andere gemessen werden, welche früher nicht lichtstark genug waren.

Um dieses Linienspectrum, soweit es gemessen werden konnte, vollständig zu übersehen, stelle ich in folgendem sämtliche Messungen noch einmal zusammen.

1. Eine helle gelbe Linie    bei  $62^{\circ} 49'$
2.    "    "    "    "    "    bei  $62^{\circ} 51' 30''$
3. Beginn einer schmalen  
Gruppe . . . . . bei  $63^{\circ} 2' 30''$
4. Erste einer Gruppe  
von 4 Linien . . . . . bei  $63^{\circ} 28' 30''$
5. Beginn einer breiten  
Gruppe . . . . . bei  $64^{\circ} 3'$   
Rechte Gränze der  
Gruppe sehr hell . . . bei  $64^{\circ} 23'$

- 6. Helle Linie . . . . bei  $64^{\circ} 27'$
- 7. Helle Doppellinie . . „  $64^{\circ} 40'$
- 8. Helle Linie . . . . „  $64^{\circ} 48'$
- 9. Gruppe von 4 Linien  
von . . . . . bei  $64^{\circ} 54'$  bis  $65^{\circ} 4'$
- 10. Gruppe von 3 Linien „  $65^{\circ} 16' 30''$ ,  $65^{\circ} 18' 30''$ ,  $65^{\circ} 22'$
- 11. Gruppe von 3 Linien,  
Mitte . . . . . bei  $65^{\circ} 58'$
- 12. Gruppe von 3 Linien,  
Mitte . . . . . bei  $67^{\circ} 15'$

Dieses Hervortreten der für die Kohle charakteristischen Erscheinungen macht es wohl unzweifelhaft, daß die damals in den Wasserstoffröhren beobachteten Erscheinungen, das Bandenspectrum und das neue Linienspectrum im grünen, nicht der Anwesenheit der Kohle zugeschrieben werden können; während es andererseits nicht auffallen kann, daß im rothen und gelben das Spectrum eines Kohlenwasserstoffs dem Bandenspectrum des Wasserstoffs gleich ist, da in diesen Theilen des Spectrums die Kohle keine charakteristischen Lichterscheinungen bietet. Wir werden etwas ganz analoges in dem Spectrum des Cyans finden, welches ebenfalls im roth und gelb ganz das Stickstoffspectrum ist.

## 40.

Bei steigendem Drucke, ohne Anwendung der Flasche, durchläuft auch hier das Spectrum ganz analoge Aenderungen wie bei den beiden vorher besprochenen Gasen. Zunächst treten ohne merkliche Abnahme der Lichtstärke im allgemeinen die so oft erwähnten Cannelirungen im grünen und blau immer stärker hervor, dann aber verschwindet allmählich aus dem Spectrum alles roth und gelb, und dasselbe reducirt sich auf dieselben Reste wie die früheren Spectra. Bei  $14^{\text{mm}}$  Druck z. B. sieht man  $H_{\alpha}$ , dann roth und gelb schwach, die gelbgrüne Cannelirung, auf welcher zuweilen schwach einige äquidistanten Linien sichtbar werden, dann schwach hell, bis etwa  $5'$  vor der grünen

Cannelirung, unmittelbar vor welcher es dunkel ist. Auf diesem Felde erscheint zuweilen die Linie  $63^{\circ} 28' 30''$ . Auf der grünen Cannelirung erscheinen ebenfalls zuweilen einzelne der äquidistanten Linien. Auf dem dann folgenden hellen Felde sieht man schwach die Linien bei  $64^{\circ} 40'$  und  $64^{\circ} 54'$ . Dann folgt  $H_{\beta}$  und weiter die blaue Cannelirung. Dahinter ist nichts deutliches mehr zu erkennen.

Bei einem Drucke von  $25^{\text{mm}}$  war roth und gelb ganz ausgelöscht, selbst  $H_{\alpha}$  war nicht mehr sichtbar, ebenso war  $H_{\beta}$  und  $H_{\gamma}$  nicht zu sehen, so dafs im Spectrum keine Spur des vorhandenen Wasserstoffs zu erkennen war. Die gelbgrüne und die grüne Cannelirung waren in die äquidistanten Linien zerlegt, ihre Anfänge aber noch nicht in derselben Weise wie §. 32 beschrieben wurde, verschoben; an Stelle der blauen Cannelirung erschien schwach die bei  $65^{\circ} 36'$  beginnende Liniengruppe.

Bei  $36^{\text{mm}}$  Druck war das Spectrum wesentlich reducirt auf die sehr schwache grüngelbe und etwas heller die grüne Cannelirung jetzt in der früher erwähnten Weise verschoben, bei  $55^{\text{mm}}$  ist nur mehr die grüne Cannelirung zu sehen. Bei einem Drucke von  $62^{\text{mm}}$  war das Spectrum wieder etwas heller und wieder die gelbgrüne und grüne Cannelirung nach Art des §. 32 zu sehen. In höheren Drucken war ein regelmässiges Durchgehen des Stromes nicht mehr zu erreichen.

Die Aenderung in dem Spectrum, welche das gleichzeitige Einschalten der Flasche bei geringeren Drucken hervorbringt, ist bereits vorhin erwähnt. Das Spectrum, bestehend aus den 3 Wasserstofflinien und den in ihre äquidistanten Linien zerlegten und verschobenen grüngelben und grünen Cannelirungen, sowie der blauen bei  $65^{\circ} 36'$  beginnenden Liniengruppe blieb auch bei steigendem Drucke im wesentlichen ungeändert, nur dafs von  $26^{\text{mm}}$  Druck an die Verbreiterung der Wasserstofflinien, erst  $H_{\gamma}$ , dann  $H_{\beta}$  und zuletzt  $H_{\alpha}$  eintrat. Bei  $40^{\text{mm}}$  ist  $H_{\beta}$  schon in ein helles Feld verbreitert, so dafs die Gruppe  $65^{\circ} 36'$  davon zum Theil bedeckt ist. Mit eingeschalteter Flasche liefs sich der

Strom bis etwa 50<sup>mm</sup> Druck durch die Röhre hindurchführen; bei diesem Drucke war auch  $H_\alpha$  an den Rändern schon stark verwaschen.

## 41.

Um die Spectra des Aethylens weiter zu untersuchen, wurde eine kürzere Röhre, deren capillarer Theil 15<sup>mm</sup> lang war, angewandt, und das Aethylen, um den Absatz von Kohle zu vermindern, mit etwa dem doppelten Volumen Wasserstoff verdünnt, so daß annähernd die Verhältnisse von Grubengas hergestellt wurden. Schon von dem minimalsten Drucke an treten in dem Spectrum dieses Gemisches neben dem Linienspectrum auch die Liniengruppen auf, wie sie zuerst bei der Kohlensäure beschrieben wurden, wenn bei letzterer in den Strom gleichzeitig eine Flasche eingeschaltet ist. Das Spectrum ist am schönsten und reichsten ausgebildet bei einem Drucke von 10<sup>mm</sup>. Das Spectrum beginnt mit  $H_\alpha$ , dann folgt roth und gelb wesentlich wie bei dem Bandenspectrum des Wasserstoffs. Es folgt die grüngelbe Cannelirung, auf welcher, ohne daß sie verschoben ist, die äquidistanten Linien sichtbar sind. Sichtbar ist daneben die Linie 63° 28' 30'', weiter ein wie bei Wasserstoff schattirtes grünes Feld, dann die grüne Cannelirung bei 64° 7' beginnend aber mit den Linien. Auf dem weiter folgenden schwach beleuchteten Felde vor  $H_\beta$  heben sich hell die beiden ersten Linien der Gruppe 64° 54' ab. Hinter  $H_\beta$  ist die blaue bei 65° 14' beginnende Cannelirung sichtbar, weiter die Gruppe 65° 36', ferner sieht man schwach auf nicht ganz dunklem Hintergrunde 2 Linien der Gruppe 65° 58'. Zwischen dieser und der ersten bei 66° 32' beginnenden violetten Cannelirung sind auf schwach hellem Grunde noch einige helle Linien zu sehen, bei 66° 6', 66° 12', 66° 20' und 66° 26'. Es folgen die beiden violetten Cannelirungen, deren Gränzen 66° 32' und 67° 6' ist, und schliesslich ist die bei 68° 8' beginnende Gruppe von Linien sichtbar.

Wie man sieht, setzt sich das Spectrum aus den früher

beobachteten zusammen, und die charakteristischen Theile der Kohlenspectra treten trotz der starken Verdünnung des Gases mit Wasserstoff hier wegen größerer Lichtstärke noch deutlicher hervor, als bei dem reinen Aethylen. Auffallend könnte es nur scheinen, daß gleichzeitig das Bandenspectrum und Theile der verschiedenen Linienspectra auftreten, indefs zeigte sich das ähnlich auch schon bei früheren Beobachtungen, beim Aethylen und beim Stickstoff (§. 22, Bd. 137).

Bei zunehmendem Gasdruck blieb zunächst das Spectrum im wesentlichen ungeändert, nur zeigte sich auch jetzt wieder eine von den beiden Enden des Spectrums fortschreitende Verdunklung, und es verschwinden die Linien des §. 39 bestimmten Linienspectrums. So ist bei 50<sup>mm</sup> das Gesichtsfeld von  $H_\alpha$  bis zum orange etwa bis 62° 20' ganz verdunkelt, und bei 70<sup>mm</sup> Druck ist auch  $H_\alpha$  verschwunden. Das Spectrum beginnt mit einem schwachen Schein bei orange, dann heben sich weiterhin hell von dem Hintergrunde hervor die grüngelbe und grüne Cannelirung mit ihren Linien,  $H_\beta$ , die blaue bei 65° 14' beginnende Cannelirung, die Gruppe 65° 36' und schwach die violetten Cannelirungen ohne Linien bis auf die noch sichtbare bei 68° 8' beginnende Gruppe. Mit sehr verminderter Lichtstärke ist das Spectrum wesentlich dasselbe bei 90<sup>mm</sup> Druck. Bei zunehmendem Drucke vermindert sich die Lichtstärke ungemain und das Spectrum reducirt sich zunächst auf dieselben Reste wie das der Kohlensäure, auf die grüngelbe, grüne und blaue Cannelirung, bei 150<sup>mm</sup>, 180<sup>mm</sup>, 200<sup>mm</sup> Druck ist *jede Spur des Wasserstoffspectrums verschwunden, selbst  $H_\beta$  ist nicht mehr wahrzunehmen.* Bei 210<sup>mm</sup> Druck wurde das Spectrum wieder heller, besonders nachdem eine zeitlang gleichzeitig die Flasche eingeschaltet gewesen war, aber auch dann war  $H_\beta$  kaum zu sehen. Anstatt der Cannelirungsreste erscheinen dann aber die betreffenden Liniengruppen gerade wie bei der Kohlensäure in Drucken, welche 200<sup>mm</sup> überschreiten. So bleibt das Spectrum mit ziemlich derselben Lichtstärke bis der Druck auf 300<sup>mm</sup> gestiegen ist, dann erst gibt sich der Wasserstoff wieder durch ein sehr

lichtschwaches, aber schon verbreitertes  $H_\beta$  zu erkennen. Bei 350<sup>mm</sup> Druck zeigt sich dann außerdem auch sehr schwach und verwaschen  $H_\alpha$ , während  $H_\beta$  sich noch mehr verbreitert hat. Bei 450<sup>mm</sup> tritt daneben zuweilen der Anfang der Liniengruppe 64° 54' hell hervor, und außerdem scheint ein sehr schwaches Licht im orange aufzutreten. Bei noch weiter zunehmendem Drucke nehmen die Wasserstofflinien beträchtlich an Helle und Breite zu, während gleichzeitig der Hintergrund allmählich mehr und mehr continuirlich beleuchtet wird. So zeigt sich bei 700<sup>mm</sup> Druck  $H_\alpha$  schön und ziemlich verbreitert, dann ein schwach continuirliches Licht bis zur Liniengruppe der gelbgrünen Cannelirung, welche auf hellem Hintergrunde erscheint, dann wieder schwaches Licht bis zu der ebenfalls zerlegten grünen Cannelirung, und gleich hinter dieser beginnt das verbreiterte  $H_\beta$ , welches nach der anderen Seite die Gruppe 65° 36' überdeckt und fast unsichtbar macht. Das weitere blau und violett ist schwach gleichmäfsig beleuchtet, so dafs an der Stelle von  $H_\gamma$  nicht einmal mehr ein Helligkeitsmaximum wahrzunehmen ist.

Mit zunehmender Helligkeit war das Spectrum bei 760<sup>mm</sup> dasselbe, die Gränze des Druckes, welche in dem Apparate hergestellt werden konnte.

## 42.

Wurde in den Inductionsstrom gleichzeitig die Flasche eingeschaltet, so trat die der Flasche entsprechende Entladung constant erst bei einem Drucke von 70<sup>mm</sup> ein; flatternd wirkte sie schon bei 50<sup>mm</sup>. Das dann zunächst erscheinende Spectrum war fast ganz das, welches ohne Flasche bei 600<sup>mm</sup> Druck erschien, nur alles lichtstärker, es erschien  $H_\alpha$  schwach verbreitert, dann alles dunkel bis etwa 62° 20', dann schwache gleichmäfsige Helligkeit bis zur gelbgrünen in ihre äquidistanten Linien zerlegten Cannelirung, dann wieder gleichmäfsig hell bis zu der ebenfalls zerlegten und verschobenen grünen Cannelirung, wieder gleichmäfsig hell bis zu dem schon sehr verbreiterten  $H_\beta$ , dahinter die Gruppe 65° 36' und im violetten ein continuir-

lich beleuchtendes Feld, auf welchem die Liniengruppe, welche bei  $68^{\circ} 8'$  beginnt. Mit steigender allgemeiner Helligkeit bleibt das Spectrum ungeändert bis  $120^{\text{mm}}$ ; bei diesem Drucke traten auf schon sehr hellem Grunde deutlich einige Linien des §. 39 bestimmten Linienspectrums hinzu; gemessen wurde die helle Doppellinie  $64^{\circ} 40'$  und die Gruppe  $65^{\circ} 58'$  und die im vorigen §. erwähnte Linie  $68^{\circ} 6'$ . Die Linie  $H_{\beta}$  war so hell und so verbreitert, daß die sonst so leicht sichtbare Gruppe  $64^{\circ} 54'$  dadurch jedenfalls vollständig verdeckt werden mußte. Ebenso ist  $H_{\alpha}$  schon so hell und verwaschen, daß die rothe Kohlenlinie bei  $61^{\circ} 41'$  nicht gesondert mehr beobachtet werden konnte. Bei weiterer Zunahme des Druckes wächst die allgemeine Helligkeit unter zunehmender Verbreiterung der Wasserstofflinien sehr rasch, so daß die Linien der Kohlenspectra immer mehr zurücktreten und schon bei  $250^{\text{mm}}$  Druck nur wenig mehr sichtbar sind. Bei diesem Druck, der Gränze bei welchen der Strom bei gleichzeitigem Einschalten der Flasche die Röhre durchsetzte, war das continuirliche Spectrum schon so hell, daß die Natriumlinien dunkel erschienen; auf diesem Spectrum erschienen  $H_{\alpha}$  und  $H_{\beta}$  nur mehr als Lichtmaxima. Die Entladungen der Leydener Flasche mit kleiner Schlagweite konnten durch das Gas bis zu einem Drucke von  $550^{\text{mm}}$  hindurchgeführt werden, das Spectrum war dann ganz continuirlich, alle Kohlenlinien sind verschwunden, und auch  $H_{\alpha}$  und  $H_{\beta}$  nur kaum als Helligkeitsmaxima hervortretend. Der Beginn des Spectrums ist das nach der weniger brechbaren Seite nicht sehr viel verbreiterte  $H_{\alpha}$ , das Ende etwa dort, wo in niederen Drucken das schön ausgebildete Bandenspectrum endigt.

## 43.

Beim Aethylen können wir also ebenso wie früher, wenn wir das aus  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  bestehende Wasserstoffspectrum außer Acht lassen, 4 verschiedene Spectra unterscheiden, das Bandenspectrum, zusammengesetzt aus dem Bandenspectrum des Wasserstoffs und denselben charakteristi-

schen Cannelirungen, welche schon die beiden anderen Gase zeigten, und welche in gewissen Drucken ganz allein sichtbar blieben, selbst als das Aethylen mit dem doppelten Volumen Wasserstoff gemischt war; die beiden früher schon bekannten Linienspectra, und schliesslich das continuirliche Spectrum. Die Verhältnisse, unter welchen diese verschiedenen Spectra auftreten, sind so wesentlich gleich den bei Kohlensäure und Kohlenoxyd gefundenen, dass es hiernach nicht zweifelhaft seyn kann, welchen Theil der Spectralerscheinungen man wesentlich der Kohle zuzuschreiben hat. Die charakteristischen Cannelirungen der Bandenspectra, sowie die Linienspectra sind Spectra der Kohle.

#### IV. Grubengas.

##### 44.

Um noch einen zweiten Kohlenwasserstoff der Untersuchung zu unterwerfen, wählten wir Grubengas auch aus dem Grunde, um zu sehen, ob dieses Gas in seinem Verhalten sich von dem zu den letzten Versuchen benutzten Gemenge unterscheiden lasse. Das Grubengas wurde in gewöhnlicher Weise aus essigsaurem Natron mit Natron und Kalk bereitet und gereinigt; auch hier wurde das Gas erst in das Gasometer eingelassen, nachdem es an dem Ende des Entwicklungsrohres längere Zeit ruhig gebrannt hatte.

Das Gas wurde dann mit und ohne Einschaltung der Leydener Flasche, resp. in den höheren Drucken, bei welchen der Induktionsstrom bei gleichzeitigem Einschalten der Leydener Flasche nicht mehr durch die Röhre hindurchging, mit der durch die Holtz'sche Maschine geladenen Leydener Flasche, bis zu einem Drucke von 400<sup>mm</sup> untersucht.

Einer Beschreibung dieser Versuche bedarf es nicht, da sie ein in jeder Beziehung gleiches Verhalten des Grubengases und des vorher beschriebenen Gemisches von Aethylen und Wasserstoff ergeben haben, auch hier traten bei denselben Drucken dieselben Spectra auf, und ebenso war hier bei denselben Drucken keine Spur des anwesenden

Wasserstoffs zu erkennen. Der einzige vielleicht erwähnenswerthe Umstand ist der, dass bei Anwendung dieses Gases der Absatz der Kohle weit stärker war, als bei dem vorher untersuchten Gemische. Während nämlich bei der Untersuchung des letzteren die Röhre nie durch Kohlenabsatz undurchsichtig wurde, war bei den Versuchen mit Grubengas nach der ersten Versuchsreihe das Ausbrennen der Röhre erforderlich.

#### V. Cyan.

##### 45.

Als letzte Kohlenverbindung wählten wir Cyan. Dasselbe wurde aus vollständig trockenem Cyanquecksilber bereitet, und die das Präparat enthaltende Röhre von schwer schmelzbarem Glase direkt an das untere Ansatzrohr der Spectralröhren angekittet. Vor dem Erhitzen des Cyanquecksilbers wurde dann durch fortgesetztes Pumpen der ganze Apparat so weit ausgepumpt, bis der Strom durch die Spectralröhre nicht mehr hindurchging, dann durch Erhitzen die Röhrenleitung bis zur Pumpe mit Cyan gefüllt, wieder leer gepumpt und dies mehrfach wiederholt.

Das Cyan war sowohl in den längeren, als auch in den kürzeren Röhren, nur bei fast unmeßbarem Druck zu untersuchen, da schon bei einem Drucke von  $2^{\text{mm}}$  sich sehr rasch so viel Kohle absetzte, dass die Röhre undurchsichtig wurde. Bei sehr kleinem Drucke konnten indess die Beobachtungen längere Zeit ohne Störung fortgesetzt werden.

Das schön entwickelte Bandenspectrum des Cyans beginnt, wie das Spectrum des Stickstoffs in der Nähe von  $H_{\alpha}$ , und ist im rothen und gelben von demjenigen des Stickstoffs nicht zu unterscheiden, es erscheinen dort dieselben für den Stickstoff charakteristischen Cannelirungen, welche hier, gerade wie bei dem Stickstoff, durch eine Verdunklung<sup>1)</sup> in der Mitte in zwei nahe gleich breite Gruppen

1) Diese Verdunklung ist auf der Plücker'schen Zeichnung des Stickstoffspectrums (*Philos. Transactions* 1865) nicht angegeben; auf der Morren'schen Zeichnung (*Wiedemann's Galvanismus*) ist sie sichtbar. Eine möglichst genaue Zeichnung des Spectrums findet sich auf Tafel I des zweiten Bandes meiner Experimentalphysik (Optik) 2. Auflage.

getrennt werden. Die mehrere Minuten breite Verdunkelung liegt bei  $62^{\circ} 21'$ . Diese Cannelirungen reichen, wie bei dem reinen Stickstoff, bis  $62^{\circ} 57'$ , und dann folgt hier wie bei dem reinen Stickstoff, ein dunkles Feld. Bei  $63^{\circ} 10'$  beginnt dann, wie bei allen den früheren Kohlenverbindungen, die grüngelbe Cannelirung, welche indess schmal ist, und auf welcher hier ebensowenig, wie bei den Kohlenwasserstoffen, die feinen Schraffirungen sichtbar sind. Die Cannelirung erscheint etwa  $5'$  breit, dann folgt ein schwach gleichmäßig helles Feld, auf welchem die erste helle Linie der Gruppe 4 des § 39 bei  $63^{\circ} 28' 30''$  sichtbar ist. Von  $63^{\circ} 30'$  bis etwa  $63^{\circ} 48'$  erscheint dann das Spectrum wieder wie bei Stickstoff; es folgt ein breites dunkles Feld bis  $64^{\circ} 7'$  auf welchem die erste Linie der Gruppe 5 des § 39 bei  $64^{\circ} 4'$  erscheint. Bei  $64^{\circ} 7'$  beginnt, wie bei den übrigen Gasen, die grüne Cannelirung, welche glänzend aber schmal ist, sie reicht bis  $64^{\circ} 13'$ , der Stelle, wo sie bei den übrigen Gasen beginnt, wenn die Flasche eingeschaltet ist. Es folgt dann ein dunkles Feld, auf welchem unmittelbar vor dem Beginne einer Cannelirung die helle Linie No. 6 des § 39 bei  $64^{\circ} 27'$  sich findet. Von  $64^{\circ} 29'$  ab hat dann das Spectrum zunächst wieder ganz den Charakter des Stickstoffspectrums, ist aber besonders in der Gegend von  $H_{\beta}$  nicht sehr hell. Auf der einen Stickstoffcannelirung erscheint die Gruppe 9 des § 39, von der die zweite Linie bei  $64^{\circ} 56' 30''$  scharf zu messen ist. Ein Maximum von Helligkeit auf einer bei  $64^{\circ} 45'$  beginnenden Cannelirung bei  $64^{\circ} 48'$  ist wohl als die helle Linie No. 7 des § 39 aufzufassen. Bei  $65^{\circ} 14'$  zeigt sich dann wieder die auch bei den andern Gasen dort gefundene Cannelirung, ebenfalls sehr schmal, und dann weiter im Blau und Violett hat das Spectrum wesentlich den Charakter des Stickstoffspectrums, in welchem indess die Cannelirungen nicht so vollständig und regelmäßig ausgebildet sind, wie bei reinem Stickstoff. Einer Angabe im einzelnen, wie die einzelnen Cannelirungen gruppiert sind, wird es nicht bedürfen.

Wie hier in dem Bandenspectrum des Cyans bereits

die Linien des einen Linienspectrums, welches die Kohleverbindungen am leichtesten bei minimalem Drucke zeigen, zum Theil auftreten, so verändert sich das Bandenspectrum überhaupt leicht in dieses Spectrum. Schon nach längerem Durchgehen des Stromes, bei ganz ungeändertem Druck des Gases entwickelt sich dieses Linienspectrum; es verschwindet alles Roth und Gelb, und das Spectrum beginnt mit der Gruppe bei  $63^{\circ} 2' 30''$ , es folgt die Gruppe  $63^{\circ} 28' 30''$ , man sieht weiter eine breite Gruppe schwacher Linien, in welcher bei  $64^{\circ} 19'$  eine hervorragende Linie zu messen ist, ohne Zweifel die Gruppe 5 des § 39. Zu messen ist weiter die helle Doppellinie bei  $64^{\circ} 40'$ , ferner eine helle Linie der Gruppe 10, welche bei  $65^{\circ} 18' 30''$  liegt; die anderen beiden Linien dieser Gruppe sind sichtbar, aber nicht hell genug um sie messen zu können. Ebenso erscheint deutlich, aber nicht scharf meßbar, die Gruppe 9 des § 39, und schließlich konnte die Gruppe 11 bei  $65^{\circ} 58'$  gemessen werden. Wie man sieht, sind fast sämmtliche Linien dieses bei den anderen Gasen gefundenen Spectrums auch hier wieder vorhanden.

Wie erwähnt, konnte das Cyan nicht in höheren Drucken verfolgt werden, indess gelang es in einer der kleineren Röhren, bei einem Drucke von ungefähr  $2^{\text{mm}}$ , das ohne Anwendung der Flasche sich ausbildende Spectrum eine Zeitlang zu beobachten. Es zeigte sich dann hier, wie bei dem Aethylen, dafs das der Kohle eigenthümliche im Spectrum fast ganz zurücktrat. Wie bei dem Aethylen das Spectrum in seinen hellsten Theilen fast nur das Bandenspectrum des Wasserstoffs zeigte, so zeigte sich hier fast nur das Stickstoffspectrum.

## 46.

Wenn auch die Beobachtungen am Cyan nur sehr lückenhaft seyn konnten, so reichen sie doch hin, um auch hier die früheren Beobachtungen zu bestätigen; man erhält auch beim Cyan ein Bandenspectrum, in dessen grünen und blauen Theilen dieselben charakteristischen Canneli-

rungen sich finden, wie bei den anderen Gasen. Diese Cannelirungen muß man daher dem in allen Gasen gemeinsamen, der Kohle zuschreiben, wenn auch ihre Ausbildung im Einzelnen, sowie die auf ihnen sich darbietenden Schattirungen abhängig sind von dem Stoffe, mit welchem die Kohle verbunden ist. Besonders im rothen und gelben wird aber das Spectrum der kohlehaltigen Gase wesentlich von dem anderen Bestandtheile der Verbindung bestimmt, so zwar, daß bei Stickstoff und Wasserstoff in diesen Theilen fast nur das Spectrum der zweiten Bestandtheile sichtbar ist.

Der unmittelbar zu beobachtende Uebergang der einzelnen Cannelirungen in die Liniengruppen, wenn bei nicht zu hohen Drucken die Flasche eingeschaltet wird, die dadurch charakterisirt sind, daß in den einzelnen Gruppen die Linien stets nahezu äquidistant sind, läßt diese Gruppen als ein Linienspectrum der Kohle erkennen.

Ebenso unzweideutig ist das andere Linienspectrum als ein solches der Kohle zu erkennen, da es sich in allen Gasen und bei allen unter denselben Umständen wiederfindet.

Ich begnüge mich für dieses Mal mit der einfachen Darlegung dieser experimentellen Resultate, weitere Schlüsse, besonders auch über die Art und Weise, wie die Spectra der Kohlenverbindungen bei steigendem Drucke in das continuirliche Spectrum übergehen, mir vorbehaltend, bis ich die Resultate einiger Versuchsreihen über die Temperaturverhältnisse der Gase, mit denen ich jetzt beschäftigt bin, vorführen kann.

Aachen im October 1871.

Nachtrag.

47.

Bei Durchsicht der während der Ferien eingelaufenen Literatur finde ich in dem *Compte rendu* vom 7. August eine Mittheilung des Hrn. Ångström<sup>1)</sup>, in welcher er neuer-

1) Siehe S. 300 dieses Bandes.

dings für die Unveränderlichkeit der Spectra der Gase eintritt und die von mir bei Wasserstoff und Sauerstoff beobachteten Erscheinungen auf Kohle, Schwefel und Chlor zurückführt. Der Inhalt dieser Bemerkungen des Hrn. Ångström ist zwar im Wesentlichen durch die in meiner obigen Abhandlung mitgetheilten Versuche erledigt, welche den Nachweis liefern, daß die von mir bei dem Sauerstoff beobachteten Erscheinungen auf Kohle zurückzuführen sind, während das Wasserstoffspectrum erster Ordnung auch jetzt noch dem Wasserstoff zugeschrieben werden muß, indess beansprucht die Ausführung des Hrn. Ångström doch einige Bemerkungen.

Hr. Ångström stellt es als ein unumstößliches Princip auf, daß ein einfaches Gas nur ein einziges, aus hellen Linien bestehendes Spectrum haben könne, daß eine Steigerung der Temperatur wohl die hellen Linien vermehren, auch die relative Helligkeit derselben verändern könne, daß aber nichts desto weniger das Spectrum seinen Charakter beibehalte „*sans altération*“. Ich habe nun schon früher darauf aufmerksam gemacht, daß selbst bei vorausgesetzter Constanz des Emissionsvermögens das Spectrum der Gase mit steigender Temperatur ein continuirliches werden muß, wie sich direct aus dem Kirchhoff'schen Satz ergibt; und Hr. Zöllner hat den Nachweis geliefert, daß ebenfalls bei vorausgesetzter Constanz des Emissionsvermögens mit zunehmender Dichte die Helligkeitsvertheilung in dem Spectrum eines Gases eine ganz andere werden kann; trotzdem aber glaubt Hr. Ångström, daß ein Spectrum seinen Charakter nicht ändern könne. Dem gewöhnlichen Sprachgebrauche nach behält etwas seinen Charakter ohne Aenderung bei, wenn es uns immer in derselben Weise erscheint; so würde man dem gewöhnlichen Sprachgebrauche nach das Spectrum des Wasserstoffs, als von demselben Charakter bezeichnen, wenn sich immer die drei hellen Linien  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  zeigten. In dem Sinne ist bei zunehmendem Gasdruck in der That das Stickstoffspectrum II. Ordnung ungeändert. Für das Wasserstoffspectrum habe ich dagegen gezeigt, daß es bei

1320<sup>mm</sup> Druck eine etwas grössere Helligkeit im Roth abgerechnet, absolut continuirlich ist, so dafs wesentlich die constanten Gränzen des Spectrums den Beweis lieferten, dafs das Spectrum in der That das des Wasserstoffs war, dafs die bei geringeren Drucken vorhandenen drei Maxima kaum mehr zu erkennen sind. Hr. Ångström behauptet aber dennoch, es sey nur das gewöhnliche Wasserstoffspectrum. Die Beweisführung für diese seine Behauptung ist freilich eine sehr eigenthümliche, die mich vermuthen läfst, dafs er dieses Spectrum des Wasserstoffs niemals gesehen und meine Beschreibung desselben nicht gelesen hat. Sein Beweis besteht nämlich in der Erzählung, dafs er 1853 als Wasserstoffspectrum eine intensive, wenig scharf begränzte Linie bei *C* und zwei Maxima bei *F* und *G* gesehen habe, und dafs später Plücker die Ausdehnung der Linien und den Uebergang derselben zu einem continuirlichen Spectrum beobachtet habe. Plücker schliesst seine Beschreibung des Wasserstoffspectrums mit dem Satze: Wenn die elektrische Entladung durch Wasserstoff bei gewöhnlichem Drucke geht, so giebt das glühende Gas das Spectrum der drei verbreiterten Linien\*. Ich glaube ein continuirliches Spectrum, in welchem die drei Helligkeitsmaxima kaum mehr wahrnehmbar sind, und welches bei *D* eine solche Helligkeit besitzt, dafs eine Umkehr der Natriumlinien stattfindet, ist immer noch etwas anderes, als eine wenig scharf begränzte Linie bei *C* und zwei Helligkeitsmaxima bei *F* und *G*, oder auch als die drei verbreiterten Linien, und nach gewöhnlichem Sprachgebrauch legt man einem solchen continuirlichen Spectrum einen anderen Charakter bei als einem aus drei, wenn auch verbreiterten Linien bestehenden.

Aehnliches gilt von dem Sauerstoffspectrum bei hohem Drucke, welches Hr. Ångström nicht erwähnt, auch bei diesem tritt bei einem Drucke von 280<sup>mm</sup> das absolute Continuirlischwerden im Rothen und Gelben ein, so dafs an Stelle der bei geringeren Drucken sichtbaren Sauerstofflinien kein Helligkeitsmaximum mehr erscheint.

Hr. Ångström wendet sich dann gegen die Deutung

der von mir in meiner ersten Mittheilung beschriebenen Spectra in mit Wasserstoff und Sauerstoff gefüllten Röhren; nach den in der vorstehenden Abhandlung mitgetheilten Versuchen habe ich nur noch ein paar Worte über Hrn. Ångström's Deutung des neuen Linienspectrum des Wasserstoffs als Spectrum des Schwefels zu bemerken. Hr. Ångström schließt das aus der annähernden Uebereinstimmung einiger von mir gemessener Linien mit einigen des Schwefelspectrums.

Sieht man nun die Zeichnung, welche Plücker von dem Schwefelspectrum II. Ordnung gegeben, so findet man im Grün und Blau eine solche Menge von Linien, daß ein annäherndes Zusammenfallen der in einem anderen Spectrum im Grün beobachteten Linien mit einigen des Schwefels nicht auffallend seyn kann, ich sage ein annäherndes, denn die Unterschiede in der Lage der von mir gemessenen Linien und der als solche des Schwefels bezeichneten beträgt zuweilen mehrere Minuten. Wie wenig eine solche annähernde Uebereinstimmung der Linien, wenn man die ganze Gruppierung derselben außer Acht läßt, beweist, das zeigt am besten Hrn. Ångström's Zusammenstellung des damals von mir, als dem Sauerstoff angehörig, bestimmten Linienspectrums mit dem des Chlors. Die Mittheilungen meiner vorstehenden Abhandlung, und die Art, wie dieses Linienspectrum aus dem Bandenspectrum der Kohle hervorspringt, lassen nicht daran zweifeln, daß das Spectrum der Kohle angehört, und trotzdem stimmen die Linien dieses Spectrums mit denen des Chlors viel besser überein, als jene des Wasserstoffs mit dem Schwefel. Wollte man aus der Uebereinstimmung einer Anzahl Linien auf die Gleichheit zweier Spectra schließen, so könnte man ebenso gut das in Rede stehende Linienspectrum für dasjenige des Titans oder Eisens halten, denn man könnte aus Hrn. Ångström's eigenen Messungen in den Linien dieser Metalle dieselbe Uebereinstimmung dieser Spectra nachweisen; man könnte ebenso in den von Plücker bestimmten Spectris des Chlor, Jod, Brom die von mir bestimmten Linien mit derselben

Genauigkeit wiederfinden, wie in dem des Schwefels; alle diese Spectra und noch andere haben das Gemeinsame, daß sie im Grün eine große Anzahl von Linien haben, und daß deshalb eine nicht unbeträchtliche Anzahl derselben sehr nahe zusammenfallen. Wie schwer es ist, aus der Lage einer Liniengruppe allein zu bestimmen, welchem Stoffe sie angehört, dafür habe ich in der letzten Mittheilung ein interessantes Beispiel gehabt. Die unmittelbar vor  $H_\beta$  liegende Gruppe der Kohlenlinien ist sehr leicht mit den Sauerstofflinien vor  $H_\beta$  zu verwechseln; trotzdem ich sie im Aethylen und Cyan fand, war ich bei der annähernden Uebereinstimmung in den Messungen immer zweifelhaft, ob die Gruppe nicht doch dem Sauerstoff gehöre, bis es bei gewissen Drucken im Kohlenoxyd gelang, die Sauerstoffgruppe neben der Kohlengruppe zu beobachten, und so durch den Augenschein sich direct zu überzeugen, daß die Linien der einen Gruppe zwischen denen der anderen liegen.

Will man aus der Uebereinstimmung der Linien über die Natur eines Spectrums entscheiden, so darf sich diese Uebereinstimmung nicht auf einige wenige, sondern sie muß sich auf alle erstrecken. Von diesem Gesichtspunkte aus ersuche ich Hrn. Ångström, das von mir bestimmte Linienspectrum nochmals mit dem des Schwefels zu vergleichen, wobei ich ausdrücklich bemerke, daß ich bei der Beschreibung des Spectrums oder auf der im zweiten Bande der neuen Auflage meiner Physik mitgetheilten Abbildung dieses Spectrums nicht etwa die Hauptlinien, sondern alles überhaupt sichtbare angegeben habe. Ich füge hinzu, daß das Spectrum keineswegs ein lichtschwaches, sondern besonders bei Anwendung der Leydener Flasche ein sehr helles ist, aber auch mit der Flasche war nichts anderes zu sehen. Zum Erweise dessen führe ich hier einen Passus des damals theils von Hrn. Dr. Bettendorff, theils von mir geführten Beobachtungsjournals an: »Einschaltung der Leydener Flasche, wenn bei minimalem Drucke das continuirliche Spectrum (das Bandenspectrum des Wasserstoffs)

sich zeigt, liefert das schön grüne Licht und zeigt die sechs Gruppen in höchster Brillanz, außerdem die zwischen den Gruppen liegenden Linien ebenfalls sehr hell, aber doch nicht so hell, daß der Charakter des Spectrums dadurch geändert wird. Die gemessenen sechs Gruppen sind am hellsten und nach wie vor am hervorstechendsten.

Wenn man nicht durch die Coincidenz sämmtlicher Linien zweier Spectra die Uebereinstimmung derselben nachweisen kann, dann zeigen schon die Untersuchungen Plücker's, Frankland's, Watt's und besonders die Entwicklungen Zöllner's, daß man über die Natur eines Spectrums nicht durch eine vereinzelte Beobachtung, das ist eine Beobachtung unter einem bestimmten Drucke, sondern nur durch den Verlauf der ganzen Spectralerscheinungen Aufschluß erhalten kann, die keineswegs von jener Einfachheit sind, wie sie es nach dem Princip des Hrn. Ångström seyn müßten. Hätte Hr. Ångström dem Verlaufe der Spectralerscheinungen bei Wasserstoff mit steigendem Drucke einige Beachtung geschenkt, ich glaube er würde dann nicht mit dieser Sicherheit aus der Aehnlichkeit zweier Spectra das Bandenspectrum des Wasserstoffs für das Spectrum eines Kohlenwasserstoffs erklärt haben; es würden ihm ebenso einige Zweifel an der Deutung des in der Sauerstoffröhre beobachteten Linienspectrums als Chlorspectrum gekommen seyn, wenn er auf die Entstehung dieses Spectrums aus dem Bandenspectrum der Kohle, damals als solches des Sauerstoffs angesehen, geachtet hätte.

Auf die Frage der Variabilität der Spectra überhaupt einzugehen, ist hier nicht der Ort, die Fortsetzung der Spectraluntersuchungen wird dazu noch ausreichend Gelegenheit bieten, und in dieser Beziehung Klarheit verschaffen. Wie ich schon im vorigen Jahre in den *Comptes rendus* bemerkte, um die Frage, ob die Spectra überhaupt variabel sind, kann es sich nicht mehr handeln, sondern nur darum, ob die Veränderungen auf eine Veränderlichkeit des Emissionsvermögens hinweisen oder nicht.

Aachen, 15. November 1871.

---

## II. Ueber das Bildungsgesetz der Lichtenberg'schen Figuren; von Wilhelm von Bezold.

(Schluß von S. 363.)

### §. 5. Einfluß der Dichtigkeit der Luft.

Nachdem durch die vorhergehenden Untersuchungen nachgewiesen ist, daß sowohl das Material des Isolators, als auch dessen Dicke, sowie die Größe der Belegung auf die entstehenden Staubfiguren keinen oder nur untergeordneten Einfluß äußern, so bleibt nur mehr übrig, das Wesentliche der Erscheinung in der Bewegung der umgebenden Luft zu suchen. Es mußte demnach der Einfluß der Luft insbesondere der ihrer Dichtigkeit einem eingehenden Studium unterworfen werden. Daß letztere auf die Dimensionen der Figuren große Einwirkung äußert, war schon Lichtenberg bekannt, das Gesetz hierfür wurde von Reitlinger <sup>1)</sup> aufgesucht und auch richtig gefunden. Daß er es aber auch bewiesen habe, möchte ich nicht behaupten; denn einerseits ist die Art und Weise, wie Hr. Reitlinger die Figuren herstellt, nämlich durch gleich viele Schläge des Inductionsapparates durchaus nicht einwurfsfrei, da man dadurch ein höchst complicirtes Phänomen, eine Reihe aufeinander gelagerter Figuren erhält, andererseits dürfte auch die Uebereinstimmung der mitgetheilten Zahlen mit dem vermutheten Gesetze nicht Jedermann so sehr befriedigen als Hr. Reitlinger selbst.

In der a. a. O. auf S. 363 mitgetheilten Tabelle findet man nämlich unter der Rubrik: »Kreis gelber Strahlen« die Zahlen 20,0, 25,0, 30,0, während sie nach dem Gesetze 20, 30, 40 heißen müßten. Die letzte der gefundenen Zahlen weicht demnach um volle 25 Proc. von der berechneten ab, eine Abweichung, die doch ein wenig zu groß ist, um daraus das Gesetz »mit Befriedigung« zu erkennen.

1) Wien. Ber. Bd. XLI S. 358 bis 376.

Es schien mir deshalb dringend geboten, die Versuche zu wiederholen, und ich that dies in folgender Weise:

Ein tubulirter Recipient von 2,5 decim. Höhe und 2 decim. Durchmesser wurde mit einem doppelt durchbohrten Kautschukstöpsel verschlossen. Durch die eine dieser Bohrungen ging ein dicker Messingstift, der unten den etwas federnden Zuleiter trug. Die andere Bohrung nahm eine Glasröhre auf, welche durch einen mit einer Metallspirale gefüllten Kautschukschlauch mit einer Glasröhre von 700<sup>mm</sup> Länge in Verbindung stand, welche senkrecht in ein offenes Quecksilbergefäß eingetaucht war. Ein Maassstab gestattete, die Erhebung der Quecksilbersäule über das untere Niveau abzulesen und so die Verdünnung der Luft mit Sicherheit zu bestimmen.

Auch hier wurde wieder das Princip der Stromtheilung angewendet, der eine Zweig, welche von der zweiten Kugel des Funkenmikrometers ausging, führte nach dem Recipienten, der andere zu einem anderen Zuleiter. Beide Zuleiter berührten mit ihren Spitzen kreisförmige Ebonitplatten, welche aus einem und demselben Stücke geschnitten und mit Belegungen von 108<sup>mm</sup> Durchmesser versehen waren.

Die Resultate der Beobachtungen findet man in den folgenden Tafeln, welche jedoch nur die bestübereinstimmenden Versuche enthalten, während mislungene ganz verworfen wurden.

Ein Versuch, bei welchem wegen etwas zu rascher Drehung der Scheibe der Maschine zwei Funken unmittelbar hintereinander übersprangen, wurde deshalb noch nicht als mislungen betrachtet, da es sich bei der angewendeten Methode nur um die relative Gröfse der beiden gleichzeitig gebildeten Figuren handelt. Daher findet man in den Tabellen einige Figuren von bedeutend größerem Durchmesser verzeichnet.

Diese Tafeln geben unter *B* den äufseren (unreducirten) Barometerstand, unter *M* jenen des Manometers. Die Rubrik *F* enthält die Schlagweite, *R* die Durchmesser im luftverdünnten Raume, *r* der in freier Luft gebildeten Figuren. Die hierauf

folgende Verticalzeile giebt das Verhältniß  $\frac{r}{R}$ , die letzte endlich unter  $D$  die Dichtigkeit der Luft im Recipienten. Die Dichtigkeit der äußeren Luft wurde als Einheit angesehen, mithin ist  $D = \frac{B - M}{B}$ .

Ist nun das Gesetz der Proportionalität zwischen Verdünnung und den Dimensionen der Figuren, welches Reitlinger aufgestellt hat, richtig, so müssen die beiden letzten Columnen die gleichen Zahlen enthalten. Die Vergleichung dieser beiden Reihen giebt demnach sofort einen Maassstab für die Uebereinstimmung der Beobachtungen mit dem angegebenen Gesetze. Man könnte mithin diesen beiden Columnen ebensogut die Ueberschriften »beobachtet« und »berechnet« geben. Ich lasse nun die Zahlen folgen.

Dimensionen der positiven Figuren im luftverdünnten und luft erfüllten Raume.

$B$	$M$	$F$	$R$	$r$	$\frac{r}{R}$	$A = \frac{B - M}{B}$
715	202	2	46	32	0,70	0,718
»	203	»	52	36	0,69	0,716
717	200	»	32	23	0,72	0,723
715	270	»	68	40	0,59	0,622
»	270	»	48,5	29	0,60	0,622
»	270	»	52	31	0,60	0,622
726	517	»	96	26	0,27	0,288
»	517	»	82	22	0,27	0,286
725	562	»	110	24	0,22	0,224
»	562	1	90	17,5	0,19	0,224
»	566	»	90	18	0,20	0,219
»	580	»	101	19	0,19	0,200
»	585	»	98	18	0,18	0,179

Dimensionen der *negativen* Figur im luftgefüllten und luftverdünnten Raume.

<i>B</i>	<i>M</i>	<i>F</i>	<i>R</i>	<i>r</i>	$\frac{r}{R}$	$\Delta = \frac{B-M}{B}$
722	200	1,5	9,0	6,8	0,75	0,723
"	200	2,0	14,0	9,4	0,67	0,723
"	200	"	10,0	7,0	0,70	0,723
715	245	1,5	8,0	4,8	0,60	0,657
"	245	1,5	8,0	5,0	0,62	0,657
"	245	1,5	8,7	5,5	0,63	0,657
"	370	"	25	12	0,48	0,484
"	365	"	20	8,1	0,40	0,491
"	368	"	13,2	5,7	0,43	0,48
"	490	"	19	6	0,31	0,315
"	485	"	16,6	4,8	0,39	0,322
717	472	"	20,2	7,1	0,35	0,341
"	584	"	52,5	8,4	0,16	0,185
"	582	"	53,0	8,6	0,16	0,190
"	585	"	51,5	8,5	0,16	0,180
726	613	"	34	4,9	0,14	0,156
"	623	"	73	10	0,14	0,141
"	624	"	56	6,8	0,12	0,140
"	662	"	88	6	0,068	0,088
"	662	"	77	5	0,065	0,088

In diesen Tafeln ist die Uebereinstimmung zwischen dem vermutheten Gesetze und der Beobachtung gewiss so genau, als man es bei derartigen Beobachtungen nur irgend erwarten kann. Sie ist, wie voraussichtlich war, vollkommener bei den positiven als bei den negativen Figuren. Doch treten auch bei den letzteren erst dann nennenswerthe Abweichungen auf, wenn der Größenunterschied zwischen den beiden gleichzeitig entstandenen Figuren ein sehr bedeutender ist. Bedenkt man aber, dass alsdann Aenderungen von Bruchtheilen eines Millimeters bei den Dimensionen der kleineren Figur hinreichend sind, um vollkommene Ueber-

einstimmung herzustellen, so kann man diesen Abweichungen von Gesetzen keine große Bedeutung beimessen.

Immerhin darf nicht unbeachtet bleiben, daß die Abweichungen von dem genauen Gesetze fast sämtlich in demselben Sinne auftreten, so daß die Vergrößerung im luftverdünnten Raume durchschnittlich ein wenig beträchtlicher ist, als man nach dem Gesetze der Proportionalität erwarten sollte. Ob der Grund hierfür im Wesen der Sache liegt, oder in der speciellen Anordnung des Versuches zu suchen sey, das wage ich nicht zu entscheiden.

Jedenfalls kommt man der Wahrheit sehr nahe durch das Gesetz: *die Dimensionen der Figuren sind unter sonst gleichen Verhältnissen der Dichtigkeit der Luft umgekehrt proportional.*

Hier sind jedoch unter »Dimensionen« nur die der positiven Figur, sowie des centralen Fleckes der negativen zu verstehen. Herr Reitlinger stellt die Behauptung auf, daß die Figuren sich in allen ihren Theilen ähnlich blieben: dieß ist unrichtig, wie man aus der folgenden Tafel ersieht, in welche für eine kleine Anzahl von negativen Figuren nicht nur die Durchmesser der bestäubten Flecke, sondern auch jene der staubfreien Ringe aufgenommen wurden.

Dichtigkeit der Luft	Durchmesser der Figuren im					
	luftverdünnten Raum			luftgefüllten Raum		
	Fleck	Ring	Q	Fleck	Ring	Q
0,49	20	32,5	1,6	8,1	15	1,8
0,48	25,0	39	1,5	12	23	1,9
0,48	13,2	20	1,5	5,7	14	2,4
0,34	20,2	29	1,4	7,1	15,4	2,2
0,19	53,0	70	1,3	8,6	22	2,5
0,18	52,5	62	1,2	8,4	18	2,1
0,18	51,5	60,5	1,2	8,5	17,0	2,0

Man sieht aus den mitgetheilten Zahlen sofort, daß das Verhältniß zwischen Ringdurchmesser und Fleckdurchmesser,

welches durch  $Q$  bezeichnet wurde, im luftgefüllten Raume nahezu constant bleibt, während es mit der Verdünnung der Luft abnimmt.

In dem nächsten Paragraphen werden noch weitere Versuche mitgetheilt werden, welche ein gänzlich verschiedenes Verhalten des Fleckes und des staubfreien Ringes darlegen.

Die bisher beschriebenen Versuche haben festgestellt, daß von allen äußeren Umständen nur die Beschaffenheit der Luft, oder mit Berücksichtigung der Reitlinger'schen Beobachtungen, nur die Natur und der Zustand des Gases, in welchem die Figuren gebildet werden, einen wesentlichen Einfluß auf die Lichtenberg'schen Figuren ausüben.

Eine solche Zustandsveränderung läßt sich auch durch Erwärmung hervorrufen. Es ist demnach zu erwarten, daß eine Erwärmung der Platte nicht sowohl wegen der hiedurch erzielten Veränderung des Isolators als vielmehr wegen der Verdünnung der darauf ruhenden Luftschicht eine Vergrößerung der Figuren nach sich zieht.

Um diese Voraussetzung zu prüfen, wurde die schon früher oft benutzte größere Ebonitplatte zur Hälfte über einer Gasflamme erwärmt und dann gleichzeitig auf dieser und auf der kalten Hälfte Figuren erzeugt. Die Durchmesser der entstehenden Figuren waren auf der warmen Fläche jederzeit größer als auf der kalten.

Man übersieht dies aus folgender Zusammenstellung:

Durchmesser positiver Figuren auf der	
erwärmten Fläche	kalten Fläche
45	35
43	35
65	55
44	35
45	38.

#### §. 6. Wirkung elektrostatischer Einflüsse. Gleichzeitige benachbarte Figuren.

Eine weitere Frage, welche zu untersuchen war, wenn Lichtenberg'sche Figuren zur Prüfung der elektrischen Entladung insbesondere bei Verzweigungen benutzt werden

sollten, ist die nach der Wirkung zweier solcher Figuren aufeinander, sey es, daß sie gleichzeitig oder kurz nacheinander auf derselben Platte gebildet werden.

Schon eine oberflächliche Beobachtung genügt, um die Ueberzeugung zu begründen, daß bei einer Probeplatte mit abgeleiteter Belegung eine solche Wechselwirkung nicht in merklicher Weise auftritt, so lange die Entfernung zweier benachbarter Figuren nur hinreicht, um bei vollkommen symmetrischer Ausbildung jeder einzelnen Figur ein Uebereinandergreifen ihrer Ränder zu verhindern.

Stehen dagegen die beiden Zuleiter einander so nahe, daß eine Berührung stattfinden müßte, dann treten verschiedene Aenderungen in der Gestalt der Figuren ein.

Bildet man durch symmetrische Verzweigung gleichzeitig zwei positive Figuren, deren Mittelpunkte einander sehr nahe stehen, so werden die Strahlen der Figuren theils verkürzt, theils von der Mittellinie, welche die beiden Figuren von einander trennt, abgelenkt, so daß ihre Spitzen nach aufsen gebogen werden. Figur 1, Taf. V wurde auf diese Weise erhalten.

Hiebei darf nicht unbeachtet bleiben, daß die Strahlen, welche längs dieser Mittellinie verlaufen, etwas länger sind als die übrigen, so daß die Doppelfigur im Sinne dieser Linie etwas ausgezogen erscheint.

Wendet man dagegen negative Elektrizität an, so bemerkt man nur einen schmalen staubfreien Strich zwischen den beiden Flecken und nur an den Stellen, wo die Berührung zwischen den beiden Flecken beginnen müßte, eine kleine Veränderung der Radien.

Figur 7 der Tafel V zeigt eine solche Combination von zwei negativen Figuren.

Es zeigt demnach die Doppelfigur in einem Falle längs der Mittellinie eine Anschwellung, im anderen eine Einschnürung.

Wurde eine der Figuren früher hergestellt, so wird die später entstehende Figur auf jener Seite, wo sie in die schon vorhandene eingreifen muß, verkümmert. Ein solcher

Eingriff findet zwar wirklich statt, aber nur in geringer Ausdehnung, die Strahlen der positiven Figur werden an jene Stelle, wo sie die vorher entstandene trifft, mannigfach verzerrt und verkrümmt, und verdecken hiebei theilweise die Strahlen der älteren Figur, die im Uebrigen keinerlei Veränderung erleidet.

War die erste Figur eine negative und stellt man nun in der Nachbarschaft eine positive her, so wird die letztere nach der ersteren hin ausgedehnt, die Strahlen derselben krümmen sich gegen die negative Figur zu und dringen theilweise in dieselbe ein, selbst wenn die Entfernung so groß, daß einer vollkommenen Ausbildung der positiven Figur nichts im Wege gestanden hätte. In diesem Falle erscheinen einige Strahlen der letzteren Figur bedeutend verlängert.

Ähnliche Erscheinungen treten ein, wenn man eine positive und negative Figur gleichzeitig herstellt, was dadurch geschehen kann, daß man die Belegung der Probeplatte isolirt und dann einen Zuleiter mit der Elektrizitätsquelle und einen benachbarten mit der Erde verbindet. Auch in diesem Falle umklammern bei richtiger Wahl der Entfernung die Aeste der positiven Figur den negativen Fleck.

Läßt man zuerst auf eine Probeplatte eine Glimmentladung übergehen, und stellt man dann auf dieser Fläche, welche nun bereits mit Elektrizität bedeckt ist, Figuren dar, so werden diese symmetrisch, wenn sie sich in der Mitte des von der Glimmentladung bedeckten Kreises befinden, unsymmetrisch, wenn sie gegen die Peripherie zu liegen. Hierbei werden auf gleichnamigem Grunde die Figuren nach der Randseite der Glimmentladung zu größer, auf ungleichnamigem Grunde nach dem Centrum zu.

Hierbei tritt aber wiederum der schon oben berührte eigenthümliche Umstand hervor, daß die positiven Figuren viel bedeutender verändert werden als die negativen, welche diese Einflüsse beinahe nur an der äußeren Peripherie des unbestäubten Ringes erkennen lassen, während der centrale

Fleck kaum von der Kreisform abweicht, und auch gegen die Spitze des Zuleiters nur geringe Excentricität zeigt.

Betrachtet man den Verlauf der positiven Aeste, so sieht man sofort, daß sie so ziemlich mit den Kraftlinien zusammenfallen, welche sich ergeben, wenn man sich die Elektricitätsmengen, welche die Figuren bilden, in ihrem Mittelpunkte, d. h. in den Spitzen der Zuleiter vereinigt denkt. Dieß wird besonders anschaulich, wenn die beiden gleichzeitig entstehenden Figuren durch ungleiche Elektricitätsmengen gebildet werden und demnach verschiedene Größe haben. Alsdann wird die Trennungslinie zwischen den beiden Figuren eine krumme Linie, welche eine concave Seite der kleineren Figur zuwendet, gerade so wie es nach dem Verlaufe der Kraftlinien zu erwarten ist.

Die Herstellung solcher gleichzeitig gebildeter, aber ungleich großer Figuren ist möglich durch Benutzung der Abzweigung, wie ich sie in einer früheren Abhandlung beschrieben habe. Zugleich lehrt aber alsdann der hier angestellte Versuch, daß die Zeit, welche zur Erzeugung einer Lichtenberg'schen Figur nöthig ist, sehr groß ist gegen die Zeitdifferenz, welche zum Durchlaufen der ungleich langen Zweige erforderlich ist. Denn man muß doch annehmen, daß in Wahrheit die Gleichgewichtsstörung an den verschiedenen Zuleiterspitzen nicht ganz gleichzeitig eintritt, wäre nun die eine Figur bereits fertig entstanden, während die andere erst ihre Bildung beginnt, so müßte die nachstehende Gesamtfigur jenen Charakter zeigen, welchen wir bei nacheinander entstandenen und theilweise aufeinander gelagerten Figuren haben kennen lernen.

Versuche durch Einwirkung sehr starker Elektromagnete eine Gestaltsänderung der Figuren hervorzurufen, haben kein Resultat ergeben. Wahrscheinlich würde eine solche auftreten, wenn man die Experimente in stark luftverdünnten Räumen vornähme, was jedoch bedeutende Schwierigkeiten darbietet, da die Figuren in diesem Falle sehr groß werden.

Der Schluß, den man aus den in diesem Paragraphen beschriebenen Versuchen ziehen muß, lautet:

*Während der Bildung einer Lichtenberg'schen Figur (im lusterfüllten Raume) gehen die Bewegungen der Elektrizität auf der isolirenden Platte so langsam vor sich, daß von elektrischen Kräften nur die elektrostatische Fernwirkung in Betracht kommt, d. h. das erste Glied des Weber'schen Grundgesetzes.*

*Aus der großen Verschiedenheit, welche positive und negative Figuren hinsichtlich elektrostatischer Einflüsse zeigen, folgt, daß der Mechanismus der Entladung in beiden Fällen ein gänzlich verschiedener seyn muß.*

## II.

### §. 7. Bestehende Hypothesen über die Bildung der Lichtenberg'schen Figuren.

Die in dem vorhergehenden Abschnitte mitgetheilten Versuche müssen zu der Ueberzeugung führen, daß sich die Lichtenberg'schen Figuren in hohem Grade zu einem Prüfungsmittel eignen. Während sie die Art der Entladung in unendlich mannigfaltiger Weise zeichnen und fixiren, sind sie fast gänzlich unbeeinflusst von allen jenen Umständen, deren Berücksichtigung große experimentelle Schwierigkeiten bieten würde.

Es fragt sich nun, ob die bisher angestellten Versuche auch in den Mechanismus der Figurenbildung einen Einblick gewähren und ob sie im Einklange stehen mit den bisher hieüber aufgestellten Hypothesen.

Wenn man von den älteren höchst unpräcisen Erklärungsversuchen absieht, so muß man die Aufmerksamkeit zunächst auf jene Hypothese richten, welche von Riefs herrührt.

Ihr zufolge sollen die Eigenthümlichkeiten der beiden Arten von Figuren hydroelektrischen Ursprunges seyn. Sie lautet etwa folgendermaßen: Durch die Entladung wird ganz zuerst feuchte Luft gegen die Fläche geblasen und diese dadurch negativ elektrisch gemacht. Die nachfolgende Elektrizität gelangt demnach auf eine gleichnamig elektrisirte Fläche, wenn sie selbst negativer Natur ist, sie findet eine

ungleichnamig elektrische Fläche vor, wenn sie positiv ist. Deshalb soll die negative Electricität zusammengehalten werden, während die positive sich strahlenförmig (warum?) ausbreiten muß.

Gegen diese Erklärungsweise wurden von zwei Seiten Einwürfe erhoben, nämlich von Reitlinger <sup>1)</sup> und v. Waltenhofen <sup>2)</sup>.

Ersterer zeigt, daß Beimischungen zu dem feuchten Dampfströme eine Umkehrung der charakteristischen Eigenthümlichkeiten der positiven und negativen Figuren hervorrufen müßten, wenn die Ansicht von Riefs richtig wäre. v. Waltenhofen dagegen wies nach, daß auch auf verschiedenartigen Oberflächen eine solche Umkehrung auftreten müßte. Weder in dem einen noch in dem anderen Falle trat eine solche Umkehrung wirklich ein. v. Waltenhofen verleiht seinem Einwurfe ein besonderes Gewicht durch den Umstand, daß es ihm gelungen ist, durch Anwendung solcher verschiedener Oberflächen den Lullin'schen Versuch wirklich umzukehren. Hiedurch ist das Erklärungsprincip von Riefs für Lullin's Versuch als das richtige, für die Lichtenberg'schen Figuren aber als das unrichtige erwiesen.

Den aller schlagendsten Beweis gegen die Riefs'sche Hypothese liefert aber doch wohl der im vorigen Paragraphen beschriebene Versuch, bei welchem die Figuren auf Flächen gebildet wurden, welche vorher durch Glimmentladung mit Electricität der verschiedenen Art bedeckt worden waren. Schon die allbekannte Thatsache, daß durch Entladung in einer entstandenen Figur eine des entgegengesetzten Charakters auftritt, liefert einen Gegenbeweis.

Eine andere freilich ziemlich unbestimmte Hypothese rührt von Reitlinger her. Sie besteht im Wesentlichen in der Annahme, daß die Formverschiedenheiten der Lichtenberg'schen Figuren auf denselben Ursachen beruhen, wie die Lichterscheinungen in den Geißler'schen Röhren,

1) Wien. Ber. XLI S. 1—10 und S. 538—576. XLIII S. 531—544.

2) Pogg. Ann. CXXVIII S. 589—609.

d. h. in der verschiedenartigen Bewegung der elektrisirten Gastheilchen an den beiden Elektroden.

Hiedurch wurden die Lichtenberg'schen Figuren zu einer Erscheinung höherer Ordnung als sie nach der Riefs'schen Auffassung sind. Andererseits wird aber durch diese Hypothese eigentlich auch nichts anderes geleistet, als daß Analogieen hergestellt werden zwischen diesem und einem anderen Phänomen, dessen Natur auch noch in tiefes Dunkel gehüllt ist.

Daß zwischen den beiden Klassen von Erscheinungen der engste Zusammenhang besteht, bedarf eigentlich gar keines weiteren Beweises mehr, wenn man sich nur einmal die Mühe giebt, Lichtenberg'sche Figuren in einem finsternen Zimmer herzustellen. Dann sieht man, besonders wenn der Versuch im luftverdünnten Raume vorgenommen wird, daß die Lichtenberg'schen *Figuren nichts anderes sind, als die festgehaltenen Bilder der Lichterscheinungen, welche man im Dunkeln beobachtet.*

Außerdem aber erkennt man sofort an der negativen Scheibe den eigenthümlichen blauvioletten Ton, der das negative Licht charakterisirt, am positiven leuchtenden Stern die Eigenthümlichkeiten des positiven Lichtes und im staubfreien Ringe den dunklen Raum der Geißler'schen Röhre.

Durch diesen einfachen Versuch ist eigentlich die Reitlinger'sche Behauptung, daß beider Erscheinungen gleichen Ursprunges seyen, sofort erwiesen. Wir wollen nun sehen, ob es möglich ist, das Band zwischen beiden noch etwas enger zu knüpfen, und die Bewegungsformen, welche für die beiden Arten von Erscheinungen maßgebend sind, genauer zu erforschen.

Durch die interessanten Untersuchungen von Plücker ist bewiesen, daß man im positiven und im negativen Lichte ganz verschiedene Formen von Bewegungen vor sich hat. Die Bewegung der Elektrizität oder elektrisirten Lufttheilchen findet im positiven Lichte der Geißler'schen Röhre im Sinne der Röhrenaxe statt, während die Bewegungen

im negativen Lichte Wirbelbewegungen seyn müssen. Hiebei bleibt es aber vollkommen unentschieden, ob die Bewegungen im positiven Lichte vom positiven zum negativen Pole oder vom negativen zum positiven vor sich gehen, da es bei allen elektrodynamischen Erscheinungen ganz gleichgültig ist, ob negative Elektricität in dem einen oder positive in dem anderen Sinne bewegt wird. Dieser Punkt wurde von Hrn. Reitlinger übersehen und der gewöhnliche Sprachgebrauch über die Stromesrichtung auf die Bewegung der Lufttheilchen übertragen.

Dafs hiebei die Bewegung der Gastheilchen das maafsgebende Element ist, dafür sprechen nicht nur die Beobachtungen an Geißler'schen Röhren, sondern auch die sämtlichen bisher mitgetheilten Versuche über Lichtenberg'sche Figuren. Wenn dem aber wirklich so ist, wenn die Figuren ihre bezeichnenden Eigenthümlichkeiten nur verschiedenartigen Bewegungen der ponderablen Gastheilchen verdanken, dann ist zu erwarten, dafs auch bei Flüssigkeiten ähnliche Bewegungsformen möglich sind, und dort natürlich leichter zu beobachten als bei Gasen.

Es ist wirklich möglich, solche Analogie-Versuche zu machen, und ihrer Beschreibung soll der nächste Paragraph gewidmet seyn.

§. 8. Bewegungen ponderabler Flüssigkeiten, welche den Lichtenberg'schen Figuren analoge Erscheinungen zeigen.

Taucht man einen, mit einer klebrigen Flüssigkeit, gefüllten Pinsel in eine grössere Menge dieser Flüssigkeit, die sich in einer flachen Schale befinden mag, so wirft die Flüssigkeit im Momente des Eintauchens um den Pinsel herum einen kleinen Wall auf. Zieht man dagegen den Pinsel rasch heraus, so strömt Flüssigkeit aus weitem Umkreise in radialer Richtung nach. War die Oberfläche mit feinen Körperchen bedeckt, die für die Bewegung als Marken dienen, so ordnen sich diese in dem einen Falle zu einem kreisförmigen Ringe an, im anderen Falle zu einer sternförmigen Figur.

*Es entstehen mithin bei dem plötzlichen Ausströmen von Flüssigkeiten Figuren, welche den negativen, beim Aufsaugen solche, die den positiven Lichtenberg'schen Figuren entsprechen.*

Dieser eben beschriebene Versuch ist noch sehr unvollkommen. Es lag mir deshalb daran, ihn in präcise Form zu bringen und womöglich zu fixiren.

Diefs gelang mir mit Hülfe einer Methode, deren sich die Buchbinder bedienen, um marmorirte Buchschnitte herzustellen. Sie thun diels, indem sie eine gallertartige Lösung von Tragantschleim in Wasser, den sogenannten Grund mit Farben bespritzen, welche mit Weingeist und frischer Rindsgalle angerührt sind. Diese Farblösungen schwimmen auf dem Grunde und ordnen sich bei verschiedenen Concentrationsgraden zu jenen eigenthümlichen marmorartigen Zeichnungen an, welche Jedermann kennt. Legt man nun ein Stück Papier auf, so läßt sich die ganze Farbe mit der Zeichnung abheben.

Um nun die Bewegungsformen, von denen eben die Rede war, zu fixiren, verschaffte ich mir gerade solchen Grund, goß ihn in eine weite Schale und spritzte dann mit Hülfe eines steifen Borstenpinsels, dessen Haare ich von der Kante eines Lineals abspringen liefs, eine Mischung von Saftgrün (*vert de vessie*)<sup>1)</sup> und anderen Farben, welche mit wenig Weingeist angerührt war. Der Grund bot dann das Bild einer mit lauter kleinen Flecken bedeckten Fläche dar; wurde nun ein Tropfen dünner, d. h. mit mehr Weingeist versetzter Farbe auf die Fläche gebracht, so breitete sich dieser kreisförmig aus, schob die übrigen Flecken vor sich her, so daß man nun beim Abziehen ein Bild vor sich hatte, welches einen kreisförmig begränzten Fleck darbietet, umgeben von einer Menge kleiner Fleckchen, welche meistens im Sinne der Peripherie etwas verlängert, mithin im Sinne des Radius des Fleckens etwas zusammengeschoben erscheinen. Hier hatte man also eine Flüssigkeitsmenge,

1) Ich wählte diesen Farbstoff, um der Anwendung der Galle überhoben zu seyn.

welche sich auf einer Fläche von innen nach außen von einem fixen Mittelpunkte aus bewegte. Fig. 3 Taf. VI wurde auf diese Weise erhalten.

Um nun auch die entgegengetetzte Bewegungsform zu erhalten, versuchte ich zuerst, die Farbhaut vom Grunde mit einer Pipette hinwegzusaugen. Ich überzeugte mich aber bald, daß es auf diese Weise unmöglich sey, die Bewegung auf die Oberfläche zu beschränken, daß Wirbelbewegungen im verticalen Sinne eintreten und die ganze Erscheinung dadurch verwickelt wird. Um diese Uebelstände zu beseitigen, bediente ich mich hierauf des folgenden Mittels.

Ein Trichter (Fig. 5, Taf. VI) mit kurzem weitem Halse wurde mit einem durchbohrten Kork verstopft. Durch die Bohrung dieses Korkes ging ein Glasrohr hindurch, welches oben zu einer ziemlich feinen Spitze ausgezogen war, unten war es mit einem Quetschhahn versehen. Der Trichter wurde mit gut filtrirtem Tragantschleim gefüllt, so daß die Spitze des Glasrohres dicht unter der Oberfläche lag. Diese wurde nun mit der Farbe bespritzt und hierauf der Hahn geöffnet. Wie das Abströmen begonnen hatte, ordneten sich die Farbfleckchen zum schönsten Sterne an, wovon die Fig. 4, Taf. VI ein Bild giebt. *Dieser Stern wird um so regelmäßiger, je rascher das Abfließen erfolgt, bei langsamem Abflusse erscheint er verzerrt.*

Auch auf andere Weise lassen sich diese Vorgänge fixiren. Gießt man auf eine ebene Platte, z. B. eine Glastafel, einen Tropfen einer sehr flüchtigen Flüssigkeit, z. B. Aether oder Benzin, so breitet sich dieser zuerst aus, und zieht sich dann bei überhandnehmender Verdunstung wieder zusammen. Man hat also hier zuerst eine Bewegung von innen nach außen und dann eine solche von außen nach innen. Hatte man nun die Tafel zuerst gleichförmig mit einem Pulver bedeckt, welches von diesen Flüssigkeiten nicht angegriffen wird, z. B. mit dem Gemische von Schwefel und Mennige, so wird dieses bei der Ausbreitung des Tropfens vor der Flüssigkeit hergeschoben und es entsteht

ein ziemlich regelmässiger kreisförmiger Rand, während beim nachfolgenden Zusammenziehen Streifen auf der Fläche zurückbleiben. Man kann diese Figuren ebenso wie die elektrischen Staubfiguren abdrucken. Fig. 8 der Tafel V ist auf diese Weise entstanden.

Aus diesen Versuchen ergibt sich demnach: *Verbreitet sich Flüssigkeit auf einer Fläche von einem Punkte nach einer Peripherie hin, so werden Theilchen, welche in der Flüssigkeit suspendirt sind, zu kreisförmigen Ringen angeordnet.*

*Findet die Bewegung von der Peripherie nach einem Centrum hin statt, so ordnen sich solche Theilchen zu sternförmigen Figuren.*

Sind solche Bewegungen Folgen plötzlicher Gleichgewichtsstörungen, so dafs kein dynamisches Gleichgewicht eintritt, so ist die Verbreitung der ersteren Bewegungsform eine geringere als jene der letzteren.

#### §. 9. Neue Hypothese über die Bildung der Lichtenberg'schen Figuren.

Die eben beschriebenen Experimente über das Ausfließen und Aufsaugen von Flüssigkeiten legen es nahe, den Versuch zu machen, die Entstehung der Lichtenberg'schen Figuren durch ähnliche Vorgänge zu erklären. Man müßte demnach annehmen, dafs die negative Figur durch Bewegungen der Lufttheilchen von der Spitze des Zuleiters nach aufsen, die positive durch Bewegung von aufsen nach der Spitze zu entstehe. Dafs die Bewegungsformen in beiden Fällen vollkommen verschieden seyn müssen, ist leicht verständlich. In dem einen Falle schreitet die Erschütterung von engeren Räumen nach weiteren, im anderen Falle von weiteren nach engeren hin. Man hat also hier einen Vorgang vor sich, welche man nach dem Sprachgebrauche der mechanischen Wärmetheorie als eine nicht umkehrbare Zustandsänderung bezeichnen muß.

Es könnte einfacher erscheinen, die genannten Phänomene kurzweg vom Standpunkte einer unitarischen Ansicht aus

zu erklären und zu sagen, es existirt nur eine Elektrizität: die negative, man hat es demnach bei einer negativen Entladung mit einem Ausströmen, bei einer positiven mit einem Einströmen zu thun. Ich würde mich unbedingt einer solchen Auffassung zuwenden, wenn man im fraglichen Falle nur Bewegungen von Elektrizität vor sich hätte, da aber hier offenbar die Bewegung des ponderablen Gases eine Hauptrolle spielt, so scheint es zweckmäfsig, zunächst dieser die Aufmerksamkeit zu widmen und sich vor zu weit gehenden Folgerungen zu hüten.

Ist nun wirklich die entgegengesetzte Richtung der Bewegung die Ursache der Formverschiedenheit der beiden Arten von Figuren, so müssen diese Charaktere derselben umgekehrt werden, wenn man die Entladungen von einer Peripherie nach dem Centrum vor sich gehen läfst.

Dann würde bei der negativen Entladung die Erschütterung von weiteren Zonen nach engeren fortschreiten, bei der positiven aber von weiteren nach engeren.

Der Versuch gelang, und zwar auf folgende Weise:

Auf eine Ebonitplatte wurden Stanniolringe geklebt von verschiedenem Durchmesser und geringer Breite, so z. B. von 30<sup>mm</sup> innerem Durchmesser und 2<sup>mm</sup> Breite. Die andere Seite derselben war unbelegt. Darauf wurde ein Zuleiter auf den Ring aufgesetzt, ein anderer mit der Erde verbundener war unten an die Platte gedrückt, so dafs seine ideale Verlängerung durch das Centrum des Ringes ging. Liefs man nun einen negativen Entladungsfunken mit Hülfe der Zuleiters auf den Ring gehen, so erhielt man auf der oberen Fläche die Figur 10 der Tafel V, auf der unteren die Figur 9. Bei einer positiven Entladung hingegen setzte sich der Staub nur auf dem Stanniolringe selbst und in dessen nächster Umgebung ab, so dafs man einen scharf begränzten gelben Reif vor sich hatte. Eine Abbildung hievon scheint mir überflüssig. Auf der unteren Fläche ergab sich in diesem Falle ein gewöhnlicher negativer Fleck. Erst wenn die Schlagweite eine gewisse Gränze überstieg, zweigten sich von dem Reife nach ausen positive Aeste ab.

*In diesen Versuchen sind demnach die charakteristischen Eigenthümlichkeiten der Lichtenberg'schen Figuren wirklich umgekehrt.*

*Die negative Elektrizität verbreitet sich von einer kreisförmigen Peripherie aus in Strahlen nach innen, die positive Entladung zeigt eine kreisrunde begränzte Figur und breitet sich bei gleicher Intensität d. h. bei gleicher Schlagweite viel weniger aus als die negative.*

Am allermerkwürdigsten ist jedoch die Figur 9 Taf. V, Hier hat man einen vollständigen negativen Stern, aber mit einwärts gekehrten Spitzen, umgeben von einem positiven Strahlenkranze.

Man kann die Versuche auch noch etwas abändern. Wendet man nämlich eine Platte an, welche auf ihrer unteren Seite belegt ist, und führt man nun einen Zuleiter auf den Stannioring, den anderen mit der Erde verbundenen auf den Mittelpunkt des Ringes, so erhält man bei negativer Entladung wiederum rothe Strahlen, welche vom Ringe nach dem Mittelpunkte streben, während die Ausbreitung der Figur nach außen eine sehr beschränkte bleibt. Fig 11 Taf. V bei stärkerer, positiver Entladung aber erhält man auf der äußeren Peripherie des Ringes einen schönen gelben Strahlenkranz, auf der inneren hingegen keine oder nur wenige verkümmerte Aeste. Schwache positive Entladungen geben abermals nur einen Ring. Hier ist also wenigstens bei negativer Entladung wieder eine Umkehrung der bezeichneten Formverschiedenheiten vorhanden.

Wenn nun auch diese Versuche sehr zu Gunsten der aufgestellten Hypothese sprachen, so schien es mir doch unerlässlich, sie noch weiterer Prüfung zu unterwerfen.

Nachdem ich einmal die Ueberzeugung gewonnen hatte, daß bei den fraglichen Erscheinungen die Luft eine Hauptrolle spiele, so war zu erwarten, daß materielle Hindernisse z. B. verticale Scheidewände diese Bewegung wesentlich beeinflussen, und daß dadurch Wirbelbewegungen entstehen würden, welche auch auf die Bewegungsrichtung Rückschlüsse gestatten würden.

Es wurden deshalb kleine Platten aus Hartgummi von etwa 2 ctm. Höhe<sup>2mm</sup> Dicke und verschiedener Breite senkrecht auf Platten befestigt und nun von verschiedenen Stellen aus Entladungen auf dieselbe geschickt. Um mit etwas größeren Dimensionen arbeiten zu können, wurden diese Versuche im luftverdünnten Raume vorgenommen. Sie gelingen jedoch sämtlich ebensogut in freier Luft, nur muß man dann als Hindernisse viel feinere Plättchen oder stärkere Entladungen anwenden, wodurch die Versuche schwieriger und zeitraubender werden.

Der erste Versuche in dieser Art wurde folgendermaßen angestellt. Eine einzige rechteckige Scheidewand wurde so auf der kreisförmigen Platte befestigt, daß sie auf einem Radius derselben senkrecht stand. Der Zuleiter wurde im Centrum der Platte aufgesetzt und dann ein positiver Entladungsschlag auf die Platte geführt, dessen Stärke hinreichend war, um die Scheidewand noch in den Bereich der entstehenden Figur zu bringen.

Das Resultat des Versuches erblickt man in Fig. 13 der Tafel V. Es scheint mir in hohem Grade für die oben ausgesprochene Annahme zu sprechen, daß bei der Entstehung der positiven Figur die Bewegung der Luft von außen nach dem Zuleiter hin vor sich gehe. Für's erste sieht man sofort, daß elektrostatische Wirkungen hier nicht maßgebend sind, denn Kraftlinien sind es gewiß nicht, nach welchen die um die Ecken der Scheidewand gebogenen Strahlen verlaufen. Die Kraftlinien im ersten Augenblicke des Entstehens sind lauter Gerade, welche durch die Spitze des Zuleiters gehen und auch in jenem Augenblicke, wo man sich die Bildung der Figur soweit fortgeschritten denkt, daß die beiden Ecken der Scheidewand von ihr erreicht werden müßten, die Kraftlinien noch immer einen ganz anderen Verlauf zeigen, als die Strahlen der vorliegenden Figur wie eine einfache Ueberlegung ergibt. Fragt man sich aber, welche Formen zu erwarten wären, wenn man annimmt, daß das eine Mal von dem Mittelpunkte der Figur aus Luft mit Heftigkeit gegen die Scheidewand geblasen, das andere Mal

aufgesogen werde, so findet man dafs im ersteren Falle der Luftstrom vorzugsweise im Sinne der erweiterten Scheidewand sich verbreiten müfste, während im zweiten Falle Wirbelbewegungen entstehen, welche genau der eben erhaltenen Figur entsprechen.

Noch auffallender tritt diese Uebereinstimmung hervor, wenn man zwei senkrechte Scheidewände so anbringt, dafs sie einen Keil mit fehlender verticaler Kante bilden, und man die Spitze des Zuleiters in der Mittellinie der Grundfigur anbringt, dann sieht man wie sich die Aeste der positiven Figur dort, wo sie aus dem trichterartigen Raum austreten, vollständig umbiegen, gerade so wie es der Fall ist, wenn man den ähnlichen Vorgang in einer Flüssigkeit durch Aufsaugen herstellt.

Macht man nun die gleichen Versuche mit negativer Elektricität, so treten eigenthümliche Erscheinungen ein. Nach der entwickelten Hypothese hätte man zu erwarten, dafs bei dem Versuche mit der einen senkrechten Wand die entstehende Figur vorzugsweise im Sinne der verlängerten Grundlinie der Wand erweitert sey. Diefs ist auch wirklich der Fall, aber nur in geringem Grade. Statt dessen beobachtet man, dafs die Scheidewand für negative Entladungen ganz wirkungslos bleibt, wenn sie nicht eine beträchtliche Höhe hat. Während in einem etwa auf die Hälfte luftverdünnten Raume für die positive Elektricität bei Schlagweiten von 2 bis 3<sup>mm</sup> Scheidewände von wenigen Millimetern Höhe ein vollständiges Bewegungshindernifs bilden, so werden unter sonst gleichen Umständen Wände von 2 bis 3 Ctm. Höhe von negativen Entladungen fast unbehindert überschritten. Ja es kann alsdann die entstehende Figur sogar eine Erweiterung jenseits der Wand zeigen. Erst bei beträchtlicherer Höhe der Wand bildet sie auch für die negative Entladung ein wesentliches Hindernifs. In freier Luft sind, wie zu erwarten, geringere Höhen hiefür hinreichend.

Diefs eigenthümliche Verhalten erweckte in mir das Verlangen, die ganzen Vorgänge während ihrer Entstehung

und nicht nur in ihren Endproducten, den Staubfiguren, zu beobachten. Ich wiederholte sie deshalb im Dunklen. Hierbei zeigten sich sofort die merkwürdigsten Verschiedenheiten zwischen der positiven und negativen Entladung. Erstens wurde, wie schon oben erwähnt, constatirt, daß die Lichtenberg'schen Figuren gar nichts weiter sind als die fixirten Bilder der Lichterscheinungen im Augenblicke der Entladung. Während aber diese Lichterscheinungen bei der positiven Entladung auf die Oberfläche der isolirenden Platte beschränkt bleiben, und höchstens noch ein ganz kurzes Stück des Zuleiters leuchtet, so ist er bei negativer Entladung auf bedeutende Ausdehnung hin von Licht umgeben. Ist eine mäßig hohe Scheidewand vorhanden, so stürzt sich das bekannte blauviolette Licht wie ein Wasserfall über diese Wand herab. *Die negative Entladung auf eine isolirende Platte bildet demnach einen Kegel oder ein Paraboloid, dessen Axe den Zuleiter und dessen Basis die negative Lichtenberg'sche Figur ist, die positive hingegen beschränkt sich auf die isolirende Fläche, beziehungsweise auf die dicht darüber lagernde Luft oder Gasschicht.*

Man kann diese Thatsache noch auf verschiedenen anderen Wegen beweisen. Legt man z. B. auf eine gewöhnliche Probeplatte eine andere unbelegte isolirende Platte, so daß sie den Zuleiter, der auf der unteren aufsitzt, berührt, so bildet sich bei positiver Entladung nur auf der unteren, bei negativer auch auf der oberen Platte eine Lichtenberg'sche Figur. Auch wenn man eine isolirende Platte mit einem Loche versieht und durch dieses Loch Funken überspringen läßt zwischen zwei Spitzen, deren eine ein wenig in die Oeffnung hineinragt, während die andere außerhalb derselben steht, ergeben sich die Figuren auf der Platte im Einklange mit der Annahme, daß die positive Entladung nur von dem Endpunkte der Elektrode, die negative hingegen von einer größeren Länge derselben ausgeht. Diese Thatsache ist übrigens von den Geißler'schen Röhren her längst bekannt.

Aus dieser Verschiedenheit erklären sich auch die in

§ 6 erwähnten eigenthümlichen Versuche, nach welchen die negativen Figuren elektrostatischen Einflüssen viel weniger unterworfen sind als die positiven. Während nämlich im letzteren Falle die ganze, im Sinne der Plattenfläche ausgeübte elektrostatische Kraft zur Geltung kommen kann, da es immer eine Richtung giebt, in welcher sie ganz mit der Bewegungsrichtung der Elektricität auf der Fläche zusammenfällt, so kommen solche Kräfte bei der negativen Entladung, die im Wesentlichen eine Bewegung im Sinne der Normalen der Fläche ist, nur als untergeordnete Componente in Betracht.

Alles zusammengefaßt ergaben sich aus der ganzen Untersuchung die folgenden Resultate.

*Der Charakter einer Lichtenberg'schen Figur hängt vor Allem von der Art der Entladung ab. Auch bei einfachen positiven Entladungen sind verschiedene Typen vorhanden, je nach der Zeit, welche die Bildung der Figur in Anspruch nahm. Rasche Entladungen bedingen regelmäßige Figuren mit geradlinigen gleichlangen Strahlen; alle Umstände, welche die Entladung auf die Platte verzögern, verursachen Verzerrungen der Figuren.*

*Die GröÙe der Lichtenberg'schen Figuren hängt unter sonst gleichen Umständen nur von der Spannung ab, welche nach Verbindung des geladenen Systemes mit dem Zuleiter auf beiden zusammen herrscht. War die auf dem Systeme vorhandene Elektricitätsmenge einigermassen groß gegen jene Menge, welche sich in Form der Figur auf die Probeplatte lagert, so ist diese Endspannung nahezu gleich der ursprünglich auf dem Systeme herrschenden. Alsdann ist die GröÙe der Figuren nur bedingt durch die Spannung der Elektricität auf dem als Quelle dienenden Systeme, d. h. durch die Schlagweite.*

*Die Dicke der Probeplatte und die GröÙe der Belegung sind nur von untergeordnetem Einflusse auf die Dimensionen der entstehenden Lichtenberg'schen Figuren. Nur bei ganz dünnen und ganz dicken Platten macht sich ein solcher*

*Einfluss* entschieden geltend und zwar werden die *Figuren* in beiden Fällen kleiner als bei mittleren Dicken. Zugleich ändert sich die Art der Entladung, indem sie durch geringere Dicken beschleunigt wird. Hierbei ändert sich auch das Gröfsenverhältniss der positiven und negativen *Figuren*. Die Gröfse der Belegung macht erst dann einen Einfluss geltend, wenn sie den Dimensionen der entstehenden *Figuren* nahe kommt oder unter diese herabsinkt.

Gröfse und Charakter der *Lichtenberg'schen Figuren* sind unter sonst gleichen Umständen auf allen von mir untersuchten Isolatoren die gleichen, sofern diese keine anisotrope krystallinische oder solchen Krystallen analoge Structur haben. Nur die Schönheit und Dauerhaftigkeit der *Figuren* wird durch das Material des Isolators bedingt. Häufig ist es unmöglich durch nachfolgendes Bestreuen eine *Figur* zu erhalten, man muss dann vorher das Pulver aufstreuen und sogenannte vertiefte *Figuren* herstellen.

Auf Holz entstehen elliptische *Figuren* wie auf Krystallen, aber die grofse Aze der Ellipsen steht beim Holze senkrecht auf der Richtung der gröfsten Wärmeleitung.

Die Dimensionen der *Figuren* sind unter sonst gleichen Umständen der Dichtigkeit der Luft umgekehrt proportional. (Hievon ist ausgenommen der staubfreie Ring, welcher die negative *Figur* umgiebt.)

Die *Figuren* sind elektrostatischen Einflüssen unterworfen und zwar die positive sowie der staubfreie Ring der negativen in viel höherem Grade als der negative Kernfleck.

Die Hypothese von Riefs, welche die bezeichnenden Formverschiedenheiten der positiven und negativen *Figur* auf hydroelektrischen Ursprung zurückführen will, ist unhaltbar. Dagegen wird der von Reitlinger vermuthete Zusammenhang zwischen den Lichterscheinungen in den Geissler'schen Röhren und den Staubfiguren durch alle Versuche bestätigt.

Führt man die Versuche im Dunklen aus, so sieht man besonders im luftverdünnten Raume dieselben *Figuren* als leuchtende Erscheinungen, welche beim nachfolgenden Bepu-

dern als Staubfiguren auftreten. Hiebei beschränkt sich bei einer positiven Entladung die Lichterscheinung fast nur auf die Oberfläche der Platte, während bei der negativen Entladung der Zuleiter bis in ziemliche Höhe von blauvioletttem Lichte umgeben scheint. Durch künstliche Hindernisse, welche man der entstehenden Figur in den Weg legt, läßt sich die gleiche Eigenthümlichkeit der beiden Arten von Entladungen nachweisen.

Da man bei den Geißler'schen Röhren sich keinen anderen Träger der Elektrizität denken kann als das Gas, in welchem die Entladung stattfindet, und die Natur und der Zustand desselben auch bei den Lichtenberg'schen Figuren unter all den verschiedenen wirkenden Umständen die weitaus bedeutendste Rolle spielt, so liegt es nahe, die Ursache der Formverschiedenheiten der Figuren in verschiedenen Bewegungsformen des umgebenden Gases, beziehungsweise der Luft, zu suchen.

Bei dem Aus- und Einströmen von Flüssigkeiten aus oder in feine Röhren, welche eine größere horizontale Fläche der gleichen Flüssigkeit berühren, treten Erscheinungen ein, welche den Lichtenberg'schen Figuren vollkommen analog sind. Kleine Körperchen, welche als Marken auf der Flüssigkeit schwimmen, ordnen sich in dem einen Falle zu einem Ring oder Fleck, im anderen zu einem Sterne an.

Dies führt zu der Vermuthung, daß bei der positiven Entladung eine Bewegung gegen den Zuleiter hin stattfindet, bei den negativen eine solche vom Zuleiter gegen die Peripherie, die aber dann nicht im radialen Sinn bleiben kann, sondern zu Wirbelbewegungen Anlaß geben muß.

Das verschiedene Verhalten des positiven und negativen Lichtes der Geißler'schen Röhren gegen Magnete stimmt hiemit überein.

Ist diese Anschauung aber wirklich begründet, so müssen die charakteristischen Formverschiedenheiten der elektrischen Staubfiguren eine völlige Umkehrung erfahren, wenn man nicht, wie gewöhnlich, die Entladung von einer Spitze oder

überhaupt einem Centrum aus auf die Platte gehen läßt, sondern von einer Peripherie aus gegen ein Centrum.

Wirklich nehmen unter diesen Bedingungen die negativen Figuren den strahligen Charakter an, während die positiven reine und stumpfe Ränder zeigen. Auch die Ausdehnung der negativen Figuren ist hierbei unter sonst gleichen Umständen größer als die der positiven.

Man ist demnach wirklich berechtigt anzunehmen, daß die Formverschiedenheit der Figuren dadurch entsteht, daß bei der Entladung positiver Elektricität auf eine Platte die Bewegung der elektrisirten Gastheilchen von außen nach innen und zwar dicht auf der Oberfläche vor sich geht, bei negativer hingegen von der Axe eines Kegels aus, der den Zuleiter bis auf mäßige Höhe umgiebt und dessen Basis die negative Figur ist. Die negative Entladung wäre demnach begleitet von einer Bewegung von innen nach außen und von oben nach unten, wenn der Zuleiter senkrecht auf die obere Fläche der Probeplatte aufgesetzt ist<sup>1)</sup>.

München im August 1871.

### III. Ueber den Einfluss der astronomischen Bewegungen auf die optischen Erscheinungen; von Ed. Ketteler.

#### 4. Erweiterung des Doppler'schen Principes.

Bei der bisherigen Untersuchung über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in bewegten Mitteln genügte es, sich die primitiven Erschütterungen als einzelne, in beliebigen Zeitintervallen erfolgende Stöße vorzustellen. Nun befinden sich die wirklichen Lichtquellen in einem Zustande periodischer Bewegung, sie senden nach Ablauf regelmäßig wiederkehrender Epochen, ihrer sogenannten Schwingungsdauer, gleichartige Impulse in das umgebende Mittel, und diese gleichen Schwingungszustände theilen die Strahlen

1) Auf S. 355 (Heft XI) Z. 4 v. o. lies Fig. 1 u. 2 Taf. VI statt Fig. 14 u. 15.

und Wellennormalen in gleichlange Strecken, die sogenannten Wellenlängen. Sofern nun die Schwingungsform innerhalb dieser Einzelwellen nur abhängt von der Art der Succession der spontanen Erschütterungen selber, so kann dieselbe auch nicht durch Translation geändert werden. So bleibt denn nur noch die Frage zu beantworten, welchen Einfluss die Bewegung eines Mittels und seiner Scheidewände auf die Längen der durchgehenden Wellen ausübt.

Man übersieht nun leicht, dass wir auch im Folgenden bei der Vorstellung einzelner, getrennter Wellenstöße verbleiben dürfen; nur haben wir dieselben in gleichen Abständen zu denken. Und wenn die Grösse eines solchen Abstandes mit  $\lambda$ , die Geschwindigkeit der Fortpflanzung von Theilchen zu Theilchen mit  $v$  und die Zeit, innerhalb welcher der eine Impuls in die relative Lage des nächstfolgenden eintritt, mit  $T$  bezeichnet wird, so besteht die Relation:

$$\lambda = v \cdot T.$$

$T$  ist also die Zeit, nach Ablauf deren ein bestimmter Punkt des Mittels je wieder einen gleichen Stoss erhält, also seine Schwingungsdauer.

Wichtig sind noch die Punkte der Scheidewand, die den Uebergang der Stöße von einem Medium zum andern vermitteln; sie mögen secundäre Lichtquellen heissen. Es ist klar, dass sie jeden Stoss, sowie er eintritt, auf die andere Seite hinübertragen. — Dagegen wird es im allgemeinen gleichgültig seyn, ob auch die Schwingungsdauer der primären Lichtquelle bekannt ist oder nicht.

27. Nach diesen Vorbemerkungen wende ich mich zunächst zur Modification der Wellenlänge durch die Brechung. Es sey  $PQR$  (Fig. 10 Taf. IV) ein Prisma, auf dessen Vorderfläche eine ebene Welle senkrecht auffällt. Da die Brechung an der Hinterfläche als Beugungserscheinung aufgefasst werden kann, so muss, wenn  $GH$  die austretende Welle und  $AG$  und  $BH$  zwei beliebige Strahlen sind, der Gangunterschied:

$$17. \quad \frac{AG}{\lambda'} - \frac{BH}{\lambda} = 0$$

seyn, und diese Relation läßt sich zur Auffindung des Austrittswinkels benutzen. Bewegt sich das Prisma in der Richtung des Lothes  $CA$  und ist  $EF$  die austretende Welle, so tritt an die Stelle jener die analoge Gleichung:

$$\frac{AE}{\lambda'_1} - \frac{BF}{\lambda} = 0,$$

wo  $\lambda'_1 = \lambda' \left(1 + \frac{g}{v'}k\right)$  bedeutet. In der That ist nahezu:

$$AE = AG \left(1 + \frac{g}{v'}\right), \quad BF = BF + AG \frac{g}{v'} \cos(e' - r),$$

und so kommt zunächst, weil noch  $\lambda' = \frac{\lambda}{n}$ :

$$n \left(1 + \frac{g}{v'}\right) \left(1 - \frac{g}{v'}k\right) \sin r - \sin e' - \frac{g}{v'} \sin r \cos(e' - r) = 0.$$

Wird ferner  $e' = e + \Delta e$  gesetzt und nach  $\Delta e$  aufgelöst, so ergibt sich:

$$\Delta e = \frac{g}{v} [n(1 - k) - \cos(e - r)] \tan e,$$

und dieser Werth ist identisch mit dem, der früher auf umständlicherem Wege erhalten wurde. Sofern  $\lambda'_1$  und  $\lambda$  zwei in der gleichen Zeit durchlaufene Wegstrecken bedeuten, so erscheint das erhaltene Resultat selbstverständlich. Die Annahme dagegen, daß  $\lambda'_1$  und  $\lambda$  sich auch in dem vorhin definirten Sinne als innere und äußere Wellenlänge entsprechen, wäre nur dann richtig, wenn sich im Innern des Prismas die Schwingungsdauer constant erhalte.

28. Betrachten wir jetzt die Vorgänge näher und zwar zuvörderst die Bedingungen, unter denen zwei aufeinander folgende Wellen durch die Vorderfläche eintreten. Hat (Fig. 11) diese Fläche die Lage  $PQ$  und sind  $AB$  und  $CD$  um  $\lambda = vT$  von einander abstehende, gleichartige Wellenstöße, so tritt im gezeichneten Moment  $AB$  in's Prisma ein und wandert mit der absoluten Geschwindigkeit  $v'_1 = v' + gk$  weiter.

Nach Verlauf der Zeit  $T$  befindet sich Welle  $CD$  in  $AB$  und Welle  $AB$  etwa in  $E'F'$ . Mittlerweile hat sich aber die Scheidewand mit der Geschwindigkeit  $g$  vorgeschoben;

sie werde von der nachrückenden Welle in  $A'B'$  erreicht. Während der kurzen Zeit  $\frac{AA'}{v}$  schreitet aber auch die vorhergehende Welle von  $E'F'$  nach  $EF$  fort, und andererseits ist eine dritte Welle in die Lage  $CD$  gekommen.

Die Bewegung der Scheidewand hat sonach den Abstand zweier inneren Wellen aus  $AE'$  in  $A'E$  umgewandelt. Dieser Abstand  $A'E$  ist die wirkliche innere Wellenlänge, denn er kommt in gleicher Weise sämtlichen im Innern des Prismas sich folgenden Wellenstößen zu; er werde durch  $\lambda_i$  bezeichnet. Man hat nun in Berücksichtigung der Proportionen:

$$CA' : AA' = v : g$$

$$EE' : AA' = v_1 : v$$

die folgenden Gleichungen:

$$CA'(1 - \frac{g}{v}) = CA, \quad A'E = AE' + CA' \frac{g}{v} (\frac{v_1}{v} - 1).$$

Die sämtlichen in Betracht kommenden Längen sind demnach definirt, resp. mit einander verknüpft durch die Relationen:

$$\lambda = vT, \quad \lambda' = v'T, \quad \lambda = \lambda'n$$

$$18. \quad \lambda'_1 = v_1 T = \lambda' \left(1 + \frac{g}{v} k\right), \quad \lambda_i = \lambda'_1 \left[1 - \frac{g}{v} (n-1)\right]^1)$$

und:

$$19. \quad \lambda_i = \lambda' \left\{1 + \frac{g}{v} [n(k-1) + 1]\right\},$$

Da  $k = \frac{n^2 - 1}{n^2}$  gefunden wurde, so schreibt sich für letztere auch:

$$19a. \quad \lambda_i = \lambda' \left(1 + \frac{g}{v} \frac{n-1}{n}\right).$$

29. Wenden wir uns jetzt zur zweiten Brechung. Seyen  $AB$  und  $CD$  (Fig. 12.) zwei um  $\lambda_i$  von einander abstehende innere Wellen, und es stosse im gezeichneten Moment gerade  $AB$  auf die Hinterfläche  $QR$  auf. Der Gränzpunkt  $A$  mag so gewählt seyn, dafs genau  $AE = AC = \lambda_n$ . In dem

1) Fresnel und ebenso Billet (*Traité d'optique physique* I, 88) verwechseln  $\lambda_i$  und  $\lambda'_1$ , ein Fehler, dessen Consequenzen von Klinkerfues (l. c. 23) beleuchtet werden.

Augenblick, in dem  $AB$  als Welle  $EF$  das Prisma verläßt, befindet sich Welle  $CD$  in der Lage  $AB$ , die Scheidewand aber in der vorgertickten Lage  $E$ . Es hat also die neue Welle  $AB$ , um diese letztere zu erreichen, noch eine Strecke  $A'A$  im Glase zurückzulegen, und in dem Augenblick befindet sich die Scheidewand in  $E'B'$ . Wiederum vergeht die volle zur Brechung erforderliche Zeit  $\frac{\lambda_i}{v_1}$ , und nach Ablauf derselben erscheint  $A'B'$  außerhalb des Prismas in der Lage  $E''F''$ .

Ist mittlerweile die in  $E$  ausgetretene Welle bis  $KH$  vorgertickt, so ist der Abstand dieser beiden einander folgenden Wellen  $= fH$ , und da derselbe für sämtliche austretende Stöße sich constant erhält, gleich der Wellenlänge des gebrochenen Lichtes. Diese Wellenlänge werde bezeichnet durch  $\lambda$ .

Die Zeit, welche die zweite Welle gebrauchte, um von der Lage  $AB$  in die Lage  $E''F''$  übergeführt zu werden, ist offenbar

$$\frac{AA' + \lambda_i}{v_1},$$

und während derselben durchläuft die erste die Strecke

$$FH = \frac{v}{v_1}(AA' + \lambda_i).$$

Die gesuchte Wellenlänge ist daher gleich der Differenz:

$$\begin{aligned} FH - Ff &= \frac{v}{v_1}(GE' + \lambda_i) - EE'' \cos(e' - r) \\ &= \frac{v}{v_1} \lambda_i + GE' \left( \frac{v}{v_1} - \cos(e' - r) \right). \end{aligned}$$

Nun ist:

$$GE' = GE \left( 1 + \frac{g}{v_1} \right) = \frac{g}{v_1} \lambda_i \left( 1 + \frac{g}{v_1} \right);$$

man erhält daher bei Vernachlässigung der kleinen Größen höherer Ordnung:

$$\lambda = \frac{v}{v_1} \lambda_i \left[ 1 + \frac{g}{v} (n - \cos(e - r)) \right],$$

oder wenn  $\lambda_i$  mittelst der letzten der Gleichungen 18 durch  $\lambda'_1 = v'_1 T$  ersetzt wird:

$$20. \quad A = \lambda \left[ 1 + \frac{g}{v} (1 - \cos(e - r)) \right].$$

So ist denn die Wellenlänge des durchgegangenen Lichtes aus ihrem ursprünglichen Werthe in den vorstehenden umgewandelt; dieser letztere wird nur dann  $= \lambda$ , wenn  $e = r = 0$ , d. h. wenn keine Ablenkung stattfindet.

30. Es möge gestattet seyn, dieselben Betrachtungen noch auf die Spiegelung auszudehnen. Begnügt man sich mit dem einfachen Falle, daß dieselbe im Weltäther vor sich geht, so gestalten sich die Verhältnisse leicht. Sey  $PQ$  (Fig. 13.) die Projektion eines Spiegels, der sich in der Richtung des Lothes mit der Geschwindigkeit  $g'$  bewegt. Eine erste Welle  $AB$  braucht zur Reflexion die Zeit  $\frac{BC}{v} = \frac{\lambda}{v}$  und gelangt so in die Lage  $CI$ . Inzwischen wird die vorhergehende Welle in die Lage  $AB$  gekommen seyn; sie findet den Spiegel in der Stellung  $ED$  und gebraucht, um ihn in  $D'$  zu erreichen, die sehr kleine Zeit  $\frac{DD'}{v}$ . Jetzt erst beginnt ihre Reflexion, und wenn sie schliesslich in die Lage  $KF$  gekommen, hat vom Punkte  $K$  ab die erste Welle bereits eine Strecke  $= AD'$  zurückgelegt. Es ist also:

$$A = \lambda + AD' - CF = \lambda + AD' \{ 1 - \sin[e - (90 - r)] \}$$

Setzt man  $AD' = AD = \frac{g}{v} \frac{\lambda}{\cos e}$  und in der Klammer  $e = r$ , so kommt:

$$21. \quad A = \lambda \left( 1 + 2 \frac{g}{v} \cos e \cos \psi \right),$$

wenn nämlich die Bewegungsrichtung mit dem Lothe den Winkel  $\psi$  bildet, so daß  $g' = g \cos \psi$ . Also auch die Spiegelung ist mit einer Aenderung der Wellenlänge verknüpft.

31. Die erhaltenen Resultate, die in den Gleichungen 19, 20 und 21 enthalten und mittelst geometrischer Betrachtungen gewonnen sind, lassen sich noch auf einem andern und zwar kürzeren Wege erzielen. Derselbe besteht in successiven Anwendungen des Doppler'schen Principis und läßt sich folgendermaßen ausführen.

Seyen  $\lambda$  und  $T$  Wellenlänge und Schwingungsdauer einer auf die Vorderfläche des Prismas (Fig. 10.) auffallenden Welle. Da diese Scheidewand vor dem ankommenden Lichte zurückweicht, so werden die Punkte derselben gemäß dem Doppler'schen Princip Schwingungen ausführen von der Dauer;

$$T' = \left(1 + \frac{g}{v}\right) T.$$

Diese Punkte werden secundäre Lichtquellen für die Theilchen des bewegten Mittels. Nun pflanzt sich jede Erschütterung in demselben von Theilchen zu Theilchen mit der Geschwindigkeit  $v'$  fort, und zugleich wird das Mittel als Ganzes mit der Geschwindigkeit  $gk$  vorgeschoben. Andererseits verschiebt sich die Scheidewand mit der absoluten Geschwindigkeit  $g$  und sonach gegen die Theilchen des Mittels mit der relativen Geschwindigkeit  $g(1-k)$ . Die Uebertragung der Schwingungen seitens der Scheidewand wird nun gerade so vor sich gehen, als ob das Mittel ruhte und in demselben die secundär leuchtende Scheidewand mit der Translationsgeschwindigkeit  $g(1-k)$  bewegt würde. Demnach erhalten die Theilchen des Mittels eine innere Schwingungsdauer von der Gröfse:

$$T_i = \frac{v' - g(1-k)}{v'} T' = \left\{1 + \frac{g}{v} [n(k-1) + 1]\right\} T.$$

Und da die Stöße von Theilchen zu Theilchen mit der Geschwindigkeit  $v'$  sich fortpflanzen, so entstehen Wellen von der Länge:  $\lambda_i = v' T_i$  oder:

$$\lambda_i = \lambda' \left\{1 + \frac{g}{v} [n(k-1) + 1]\right\}.$$

Dies ist aber der identische Werth mit Gleichung 19. Die innerhalb des Mittels erzeugten Wellen treffen alsbald einen Punkt der Hinterfläche. Sie sollicitiren ihn mit einer Schwingungsdauer:

$$T_i = \frac{v' + g(1-k)}{v'} T_i = T,$$

so daß die beiden gegen einander in Ruhe befindlichen Scheidewände auch gleiche Schwingungen ausführen. Die

Punkte der letzteren sind secundäre Lichtpunkte für den austretenden Strahl; in der Richtung desselben bewegen sie sich mit einer Geschwindigkeit  $g \cos(e - r)$ , und da sie den abgehenden Wellen folgen, so ist dem Doppler'schen Princip zufolge:

$$\tau = \left[ 1 - \frac{g}{v} \cos(e - r) \right] T' = \left[ 1 + \frac{g}{v} (1 - \cos(e - r)) \right] T$$

und sonach:

$$\lambda = \lambda' \left\{ 1 + \frac{g}{v} [1 - \cos(e - r)] \right\},$$

welcher Werth wieder übereinstimmt mit dem auf geometrischem Wege gefundenen der Gleichung 20.

32. Das gleiche Verfahren gilt für den Vorgang der Spiegelung. Befindet sich im allgemeinsten Fall der Spiegel im Innern eines ponderablen Mittels und bewegt sich mit der Geschwindigkeit  $g$  in einer Richtung, die mit dem Lothe den Winkel  $\psi$ , also mit dem einfallenden Strahle den Winkel  $(e - \psi)$  bildet, so erhält man, wenn letzterem  $\lambda_i$  und  $T_i$  entsprechen, zunächst für die Punkte der Scheidewand:

$$T_i = \frac{v' + g(1 - k) \cos(e - \psi)}{v'} T_i'$$

und sodann für den gespiegelten Strahl:

$$\tau_i = \frac{v' + g(1 - k) \cos(r + \psi)}{v'} T_i'$$

Folglich, wenn näherungsweise  $e = r$  gesetzt wird:

$$21_b. \quad \lambda_i = \lambda_i' \left( 1 + 2 \frac{g}{v} (1 - k) \cos e \cos \psi \right).$$

Wird  $n = 1$ , also  $k = 0$  und  $\lambda_i = \lambda$  genommen, so fällt dieser Werth zusammen mit dem der Gleichung 21.

33. Die letzten Gleichungen lassen sich auch auf folgende Form bringen:

$$\frac{T_i'}{\tau_i} = \frac{\lambda_i}{\lambda_i'} = \frac{v' - g(1 - k) \cos(e - \psi)}{v' + g(1 - k) \cos(r + \psi)},$$

und vergleicht man diese mit dem in der letzten Abhandlung aufgestellten Ausdruck des modificirten Reflexionsgesetzes (Gl. 13), so ergibt sich:

$$22. \quad \frac{\sin e}{\sin r} = \frac{\lambda_i}{\lambda_i'} = \frac{T_i'}{\tau_i}.$$

In der That sind es ja auch identische Betrachtungen, welche sowohl die eine wie die andere Modification bestimmen.

Sofern bei der Brechung an die Stelle der vorletzten Gleichung die ebenso allgemeine folgende tritt:

$$\frac{v T}{v' T_i} = \frac{\lambda}{\lambda_i} = \frac{v - g \cos(e - \psi)}{v' - g(1 - k) \cos(r - \psi)},$$

so erhält man für sie die analoge Relation:

$$23. \quad \frac{\sin e}{\sin r} = \frac{\lambda}{\lambda_i} = \frac{v T}{v' T_i}.$$

Das Princip der Erhaltung der Schwingungsdauer hat zwar so seine unmittelbare, nicht aber seine mittelbare Bedeutung verloren.

34. Den Abschluss dieser Untersuchung möge die Theorie der modificirten Beugung bilden. Ich werde zunächst zeigen, daß man mit sogenannten Drahtgittern und Glasgittern die gleichen Resultate erhält, und daß die vorstehenden Beziehungen sich auch auf die Beugung ausdehnen. Mittelst derselben sollen dann die Gittererscheinungen in genereller Weise entwickelt werden.

Sey  $AB$  (Fig. 14) die Projection der Vorderfläche einer planparallelen Glasplatte, deren Linien auf dieser Vorderfläche eingeritzt sind und senkrecht stehen auf  $AB$ . Unter  $AB = b$  verstehe ich die Breite von Oeffnung und Zwischenraum. Das Gitter möge sich abwärts in der Richtung der Normalen mit der Geschwindigkeit  $g$  verschieben, und auf dasselbe falle unter dem Incidenzwinkel  $\sigma$  eine Folge von parallelen Wellen von einer durch  $\lambda$  und  $T$  gegebenen Farbe.

Eine erste Welle  $AB$  treffe das Gitter in der Stellung  $AB$ . Der Stofs derselben macht die Punkte der Scheidewand zu secundären Lichtquellen, so daß dieser Stofs sich mit der absoluten Geschwindigkeit  $v_1$  um jeden derselben, beispielsweise um  $B$ , verbreitet. Währenddies nähert sich eine zweite Welle  $EF$  dem Gitter, ihr Stofs trifft dasselbe in der Lage  $A'B'$ . Wird nun um  $B$  die Wellenfläche construirt und an dieselbe von  $A'$  aus eine Tangente gezogen, dann repräsentirt dieselbe die gebeugte Wellebene  $A'D$ ,

die sich in der Richtung der Normalen  $BD$  fortpflanzt. Als Bedingungsgleichung dafür ergibt sich unmittelbar (wo hier  $m = 1$ ):

$$\frac{BD}{v_1} = \frac{AA'}{v} + mT$$

Da nahezu:  $AA' = g m T$ , so ist:

$$BD = v_1 m T \left(1 + \frac{g}{v}\right).$$

Andererseits hat man die geometrische Beziehung:

$$BD = BA' \sin \varphi + AA' \cos \varphi,$$

und wird hierin:  $AA' = \frac{g}{v} BD$  und  $BA' = b$  gesetzt, so kommt:

$$BD \left(1 - \frac{g}{v} \cos \varphi\right) = b \sin \varphi.$$

Die Elimination von  $BD$  ergibt dann:

$$\begin{aligned} b \sin \varphi &= m v_1 T \left[1 + \frac{g}{v} (1 - n \cos \varphi)\right] \\ 24. \quad &= m \lambda' \left\{1 + \frac{g}{v} [n(k-1) \cos \varphi + 1]\right\}. \end{aligned}$$

Rascher zum Ziel führt die Betrachtung der inneren Wellenlänge. Setzt man für den Augenblick  $m = 1$ , also  $AE = \lambda$ , dann wird in dem Moment, wo der von  $B$  ausgegangene Stofs bis  $D$  vorgedrungen, Punkt  $F$  der zweiten Welle das Gitter in  $B'$  erreichen, und so stehen im Innern des Glases die gleichartigen Stöße um die Entfernung  $B'D' = \lambda_i$  von einander ab; man findet:

$$\lambda_i = BD \left(1 - \frac{g}{v} \cos \varphi\right).$$

Macht man jetzt den allgemeinen Ansatz:

$$25. \quad b \sin \varphi = m \lambda_i,$$

der völlig den Beziehungen 22 und 23 entspricht, und bestimmt den Werth von  $\lambda_i$  mittelst des erweiterten Doppeler'schen Principis, so wird die Gleichung 25, mit 24 identisch.

Fällt schliesslich die gebeugte Welle auf die Hinterfläche der Platte auf, so findet Brechung Statt nach dem Gesetze:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin e} = \frac{v' + g(k-1)\cos \varphi}{v - g \cos e}.$$

Demgemäß erhält man:

$$26. \quad b \sin e = m \lambda \left[ 1 + \frac{g}{v} (1 - \cos e) \right].$$

Dasselbe Resultat ergibt sich mittelst eines Drahtgitters, sofern in Gl. 24 nur  $n=1$ ,  $k=0$ ,  $\lambda'=\lambda$  und  $\varphi=e$  zu setzen ist.

Auch bei der Bewegung eines Drahtgitters im freien Aether geht also für das gebeugte Licht eine wirkliche Aenderung der Wellenlänge vor sich. Babinet<sup>1)</sup>, der Gleichung 26 zuerst mittelst geometrischer Betrachtungen abgeleitet hat, und ebenso Ångström<sup>2)</sup> und van der Willigen<sup>3)</sup> scheint dieser Umstand entgangen zu seyn.

35. Auf den zuletzt entwickelten Principien bauen sich nun die allgemeinen Formeln der Gittererscheinungen in folgender Weise auf. Sey  $AB$  (Fig. 15) wieder die Projection eines Gitters, das sich in der Richtung  $WV$ , unter dem Winkel  $\psi$  gegen das Loth, mit der Geschwindigkeit  $g$  bewegt. Auf dasselbe falle von einem Sterne aus der scheinbaren Richtung  $O'A$  eine Folge von Wellen von bestimmter Farbe ( $\lambda, T$ ). Dieselben mögen in Folge der Beugung ihre Farbe umwandeln in  $(\lambda, \tau)$  und in der Richtung  $AS$  das Gitter verlassen, um mittelst eines Fernrohres beobachtet zu werden.

Richtungswinkel und Wellenlängen sind verknüpft durch die Gleichung:

$$25_b. \quad b \left( \frac{\sin e}{\lambda} - \frac{\sin \varphi'}{\lambda} \right) = m.$$

Die von der Bewegung herrührenden Richtungsänderungen sind, wie früher, dreifacher Art.

1) Man glaubt das Gitter unter dem Winkel  $e_0$  eingestellt zu haben, während der wirkliche Einfallswinkel

$$e = e_0 + \alpha_1$$

beträgt. Man hat daher nahezu:

1) *Compt. rend.* 1862 u. 1864.

2) *Diese Ann.* Bd. CXXIII, S. 500.

3) *Archives du Musée Teyler*, t. I, p. 6.

$$\cos e \cdot \delta e - \cos \varphi \cdot \delta \varphi = 0$$

$$\delta \varphi = \frac{\cos e}{\cos \varphi} \cdot \delta e = \frac{g}{v} \frac{\cos e}{\cos \varphi} \sin(\psi - e).$$

Verglichen mit einem unter  $e_0$  aufgestellten ruhenden Gitter ist also zu  $\varphi_0$  das Increment  $\delta \varphi$  zu addiren.

2) Behufs Berechnung der physischen Aberration der Beugung hat man die Wellenlänge  $\lambda$  mittelst des erweiterten Doppler'schen Principis aus dem ursprünglichen Werthe  $\lambda$  abzuleiten <sup>1)</sup>.

Man hat zunächst für einen Punkt der Scheidewand des Gitters:

$$T = T \left[ 1 + \frac{g}{v} \cos(\psi - e) \right]$$

und für den gebeugten Strahl:

$$\tau = T \left[ 1 - \frac{g}{v} \cos(\psi - \varphi) \right],$$

also:

$$\lambda = \lambda \left\{ 1 + \frac{g}{v} \left[ \cos(\psi - e) - \cos(\psi - \varphi) \right] \right\}.$$

Sonach folgt:

$$\sin e - \sin(\varphi + \Delta \varphi) \left[ 1 - \frac{\delta \lambda}{\lambda} \right] = \sin e - \sin \varphi,$$

$$\Delta \varphi = \frac{g}{v} \tan \varphi \left[ \cos(\psi - e) - \cos(\psi - \varphi) \right].$$

3) Da die physiologische Aberration des Austrittswinkels denselben zu verkleinern strebt, so beträgt sie:

- 1) Man kann auch die Gitteröffnungen als hohl betrachten, durch die hindurch die Wellenverbreitung nach den gewöhnlichen Gesetzen vor sich geht. Haben sich die Gränzpunkte  $A$  und  $B$  während der Zeit  $\frac{AD'}{v}$  nach  $A'$  und  $B'$  auf der zu  $AB$  Parallelen  $A'B'$  verschoben, so tritt an die Stelle der Gleichung  $BC - AD = m\lambda$ , die analoge:  $B'C' - AD' = m\lambda$ . Das Gitter hat sich folglich scheinbar um den Winkel  $B'AB = \beta$  gedreht und seine Breite hat den scheinbaren Werth  $AB' = b'$ . Dem entsprechend erhält man den Beugungswinkel  $\varphi'$  mittelst der Beziehung:

$$b'[\sin(e + \beta) - \sin(\varphi' + \beta)] = b(\sin e - \sin \varphi).$$

Man findet leicht:  $b' = b \frac{\cos \psi}{\cos(\psi + \beta)}$  und  $\beta = \frac{g}{v} \cos \psi \sin \varphi$  und gelangt so schließlich zu dem nämlichen Werth von  $\Delta \varphi$ , wie er im Text anderartig entwickelt ist.

$$\alpha_2 = -\frac{g}{v} \sin(\psi - \varphi).$$

Die Gesamtsumme der von der Bewegung herrührenden Richtungsänderungen beträgt daher:

$$A = \frac{g}{v} \frac{1}{\cos \varphi} \left[ \cos e \sin(\psi - e) - \cos \varphi \sin(\psi - \varphi) \right. \\ \left. + \sin \varphi \cos(\psi - e) - \sin \varphi \cos(\psi - \varphi) \right].$$

Sie reducirt sich auf:

$$27. \quad A = \frac{g}{v} \frac{\sin \varphi - \sin e}{\cos \varphi} \cos(\psi - e).$$

Setzt man  $e = \psi = 0$ , so erhält man:

$$A = \frac{g}{v} \tan \varphi,$$

welchen Werth Ängström einer von ihm ausgeführten Versuchsreihe<sup>1)</sup> zu Grunde legte.

36. Ist das zur Beobachtung benutzte Licht terrestrisch, welches durch ein unter dem Einfallswinkel  $e_0$  aufgestelltes Collimatorrohr dem Gitter zugeführt wird, so hat man:

$$b \left( \frac{\sin e}{A_1} - \frac{\sin \varphi}{A_2} \right) = m.$$

Und dann ist:

$$A_1 = \lambda \left[ 1 - \frac{g}{v} \cos(\psi - e) \right]$$

und wegen  $T_1 = T$  für die Punkte der Scheidewand:

$$A_2 = \lambda \left[ 1 - \frac{g}{v} \cos(\psi - \varphi) \right].$$

Dem entsprechend wird:

$$\delta \varphi = \frac{g}{v} \frac{1}{\cos \varphi} \left[ \sin e \cos(\psi - e) - \sin \varphi \cos(\psi - \varphi) \right]$$

und schliesslich:

$$28. \quad \delta \varphi + A \varphi + \alpha_2 = 0.$$

Die mit irdischem Licht angestellten Beugungsversuche sind folglich von der Bewegung unabhängig. Gerade wie irdisches Licht verhält sich natürlich das Licht derjenigen Himmelskörper, deren relative Bewegung in der Richtung

1) l. c. diese Ann. Bd. CXXIII.

ihrer Verbindungslinie mit der Erde gegen die Geschwindigkeit der Erde in ihrer jährlichen Bahn als verschwindend klein zu betrachten ist.

37. Im Vorstehenden glaube ich bewiesen zu haben, daß die Anwendbarkeit des Doppler'schen Principis sich nicht bloß auf die primäre Lichtquelle, sondern überhaupt auf jeden Punkt bezieht, der als secundärer Lichtpunkt Elementarwellen aussendet. Und wenn bezüglich der letzteren nur diejenige Bewegungscomponente zur Geltung kam, die in die Richtung des empfangenen, resp. abgegebenen Strahles hineinfällt, so wird dasselbe gelten für die primäre Lichtquelle, bezüglich für das empfindende Organ, welches diese Strahlen direct empfängt. So wird denn ein Stern nach einer Richtung, die mit seiner Bewegungsrichtung den Winkel  $\psi$  bildet, Wellen aussenden von der Form:

$$29. \quad y = f\left(\frac{vt - x}{v - g \cos \psi}\right),$$

wenn  $f(t)$  die Form der Spontanschwingungen selber bedeutet.

Noch erübrigt, den Fresnel'schen Werth der Constante  $k$  auch a priori abzuleiten. Es soll das mittelst Erweiterung der Fresnel-Cauchy'schen Intensitätsformeln versucht werden.

### *Mineralogische Mittheilungen; von G. vom Rath in Bonn.*

(Fortsetzung X. — Schluss.)

(Hierzu Taf. VII.)

56. Ueber Humitkrystalle von Nya-Kopparberg in Schweden.

**H**r. Dr. Krantz übergab mir im August d. J. zur Untersuchung etwa 25 »Chondroditkrystalle« vom genannten Fundorte, welche gewiß zu den merkwürdigsten neueren Mineralvorkommnissen gehören. Sogleich bei der ersten Betrachtung

tung derselben drängt sich für diejenigen, welche mit den Formen der vesuvischen Humite vertraut sind, die Ueberzeugung auf, daß es Humite sind. Die Ueberraschung, mit welcher man die Krystallformen, die vielgestaltigen Zwillinge des vesuvischen Humits an einem Mineral von gänzlich verschiedener, nordischer Lagerstätte wiederkehren sieht, wird nur übertroffen durch jene andere, welche durch die Wahrnehmung einer so ungewohnten Mineralassociation und eines verschiedenen äußeren Ansehens der fraglichen Krystalle in dem Beschauer hervorgebracht wird. Was in jedem andern Gebiete ein Paradoxon seyn würde, trifft bei Vergleichung der vesuvischen und der schwedischen Humite im eigentlichen Wortsinne zu: sie sind zwar gleich, doch aber sehr verschieden. Das fremdartige Ansehen des schwedischen Humits wird bedingt theils durch die viel bedeutendere Gröfse, theils durch ihr Eingewachsensein in eine, aus Bleiglanz, Kupfer- und Eisenkies gemengte Erzmasse, theils endlich durch eine (von Verunreinigungen herrführende) eigenthümlich unvollkommene Ausbildung der meisten Krystalle an den Enden der Axe *b*.

Ueber die in Rede stehenden Krystalle hatte Hr. A. E. Nordenskjöld die Güte, mir Folgendes mitzutheilen: »Die Chondroditkrystalle aus der Grube Kafveltorp unfern Nyakopparberget wurden zuerst für Granat gehalten, bis ich sie vor etwa 10 Jahren als Chondrodite erkannte. Die Gruben sind ziemlich neu und sehr reich an Flußspath, gelben und schwarzen Chondroditen. Die Krystalle sind zuweilen von Pleonast begleitet. Ein ganz ähnlicher, von Chydenius analysirter Chondrodit kommt in den Kupfergruben von Orrijerwi in Finland vor. Derselbe ist aber nicht deutlich krystallisirt.«

Bekanntlich wies von Kokscharow (*Bull. d. l'acad. imp. de St. Petersb. T. XV, 1870*) nach, daß die Formen des Chondrodits aus Finland identisch sind mit denjenigen der Humitkrystalle des zweiten Typus. Auch die schwedischen Chondrodite gehören dem zweiten Typus an, welcher zwar etwas weniger flächenreich als die Typen I und III, doch vielgestaltiger und in seiner mannigfach wechselnden

Ausbildung interessanter ist. Diese bereits früher hervor-  
gehobene Eigenthümlichkeit der vesuvischen Krystalle des  
zweiten Typus bewahrheitet sich vollkommen bei dem neuen  
schwedischen Funde. In seiner Ausbildung ist kaum ein  
Krystall identisch mit einem andern; und fast jeder ist eines  
genaueren Studiums werth, wie man aus den Figg. 1 bis 15  
der Taf. VII erkennen wird. In Bezug auf Stellung, Grund-  
form, Bezeichnung der Humite und speciell der Krystalle  
des II. Typus wolle man No. 40 dieser Mittheilung (Forts. IX,  
Ergänzungsbd. V) »über das Krystallsystem des Humits«  
vergleichen. An den Humiten von Neu-Kupferberg habe  
ich folgende Formen beobachtet:

$$n = (a : b : c), P$$

$$-n = (a' : b : c), -P$$

$$\frac{1}{3}n = (3a : 3b : c), \frac{1}{3}P$$

$$-\frac{1}{3}n = (3a' : 3b : c), -\frac{1}{3}P$$

$$r = (a : \frac{1}{2}b : c), 2\bar{P}2$$

$$-\frac{1}{3}r = (3a' : \frac{3}{2}b : c), -\frac{2}{3}\bar{P}2$$

$$\frac{1}{3}r = (5a : \frac{1}{2}b : c), \frac{2}{3}\bar{P}2$$

$$-\frac{1}{4}r = (7a' : \frac{1}{4}b : c), -\frac{3}{4}\bar{P}2$$

$$-\frac{1}{8}m = (\frac{3}{2}a' : \frac{1}{4}b : c), -\frac{3}{8}\bar{P}\frac{3}{4}$$

$$e = (a : \infty b : c), \bar{P}\infty$$

$$-e = (a' : \infty b : c), -\bar{P}\infty$$

$$\frac{1}{3}e = (3a : \infty b : c), \frac{1}{3}\bar{P}\infty$$

$$-\frac{1}{3}e = (3a' : \infty b : c), -\frac{1}{3}\bar{P}\infty$$

$$i = (\infty a : 2b : c), \frac{1}{2}\bar{P}\infty$$

$$\frac{1}{4}i = (\infty a : 4b : c), \frac{1}{4}\bar{P}\infty$$

$$A = (\infty a : \infty b : c), oP$$

$$C = (\infty a : b : \infty c), \infty\bar{P}\infty$$

Es treten demnach an den schwedischen Krystallen  
keine Flächen auf, welche wir nicht schon am Vesuv ge-  
funden hätten. Vom Flächenreichthum der vesuvischen  
Krystalle fehlen nur  $-m$  und das auch früher nur ein  
einziges Mal beobachtete Brachydoma  $\frac{3}{8}e$ . Unter den der  
vorliegenden Untersuchung zu Grunde liegenden Krystallen

befanden sich nur wenige einfache, die Mehrzahl waren Zwillinge und Drillinge. Bereits bei den vesuvischen Krystallen hatten wir gefunden, daß die für den II. und III. Typus so charakteristische Hemiedrie der Formen aus den Reihen  $\sigma$  und  $\pi$  bei den Verwachsungen häufig gestört erscheint, und daß in Folge dessen es dann nicht mehr möglich ist, die Flächen der Octaëder  $\pi$ , sowie der Prismen  $\sigma$  als positive und negative zu unterscheiden. Dasselbe beobachten wir auch bei den schwedischen Krystallen. Die Ausbildung der Formen, die Hemiedrie der Reihen  $\sigma$  und  $\pi$  sowie die Ausnahmen von der gesetzmäßigen Hemiedrie werden am besten durch möglichst porträtähnliche Darstellungen der bemerkenswerthesten Krystalle klar werden. Wenn auch im Allgemeinen die Krystallbilder zufällige Unregelmäßigkeiten und Störungen unterdrücken und die Idealformen wiedergeben sollen, so erscheint es dennoch bei einem, in seiner Ausbildung so wunderbar wechselnden Mineral, wie dem zweiten Humittypus, geeignet, auch Krystallportraits zu zeichnen, deren Betrachtung allein ein Urtheil in Betreff des Auftretens der Flächen aus jenen hemiedrischen Reihen gestattet.

Die Figg. 1, 1a und 2, 2a stellen normal gebildete, einfache Krystalle dar. Im ersteren Falle ist die Ausbildung mehr tafelförmig, im zweiten mehr octaëdrisch. Beide Formen sind eine Combination der Flächen  $\pm n$ ,  $\frac{1}{2}r$ ,  $-\frac{1}{2}r$ ,  $\pm e$ ,  $\pm \frac{1}{2}e$ ,  $i$ ,  $A$ . Die Grundform  $n$ , die Flächen der Reihe  $\sigma$  und des Makroprismas  $i$  treten vollflächig auf, die beiden Hemioctaëder der Reihe  $\sigma$  genau in gleicher Weise hemiëdrisch wie am Vesuv. Wir können deshalb auch hier diejenigen Flächen des Octaëders  $n$  und des Domaes  $e$ , welche auf der Seite von  $\frac{1}{2}r$  auftreten, als positive unterscheiden von den negativen, welche auf der Seite von  $-\frac{1}{2}r$  liegen. Während die beiden Krystalle 1 und 2 sich wohlbegränzt aus der umhüllenden Erzmasse herausgelöst haben, und sich, wenigstens in der Zone  $e : A$  vollkommen ebenflächig zeigen, ist die Bildung des Krystalls Fig. 3, 3a, 3b in merkwürdiger Weise gestört. Derselbe ist von annähernd linsenförmiger Gestalt, so daß bei oberflächlicher Ansicht eine kry-

stallographische Bestimmung kaum ausführbar erscheint. Eine etwas genauere Betrachtung lehrt aber, daß jene scheinbar linsenförmige Gestalt von Flächen umschlossen ist, welche, wenngleich vielfach unterbrochen, sich doch recht wohl bestimmen lassen. Der Krystall ist demnach eine Combination der Flächen  $\pm n$ ,  $\frac{1}{2}r$ ,  $r$ ,  $-\frac{1}{2}r$ ,  $\pm e$ ,  $i$ ,  $A$ ,  $C$ . Die Vertheilung der  $r$  entspricht auch hier vollkommen dem Hemiedriegesetze der vesuvischen Krystalle. Unsere Figuren stellen den fraglichen Humit in normaler Flächenentwicklung dar, wie er ohne die, durch die umgebende Erzmasse bedingte Rundung erscheinen würde. Die große Aehnlichkeit der Ausbildung der schwedischen und der vesuvischen Krystalle tritt bei Vergleichung unserer Fig. 3 mit Fig. 4 Taf. V der vor. Forts., der Fig. 3a mit 4a, 3b mit 5a deutlich hervor. Namentlich die Vergleichung der beiden letzteren Figuren ist von Interesse, wobei nur noch zu bemerken, daß die Fig. 3b die rechte Seite eines Krystalls, die Fig. 5a der dem vesuvischen Humit gewidmeten Arbeit die linke Seite eines Krystalls darstellt. — Eine sehr ungewöhnliche Humitform zeigen uns die Figg. 4, 4a. Die Basis  $A$  ist hier schmal, so daß der Krystall in der Richtung der Makroaxe (welche beim Humit wegen der Hemiedrie nach vorne gewandt wird) ausgedehnt erscheint. Wohlgebildet erscheinen die Flächen  $i$ ; die  $\pm e$  sowie  $\frac{1}{2}r$  und  $-\frac{1}{2}r$  sind durch eine starke horizontale Streifung entstellt. Auch hier tritt die Hemiedrie gesetzmäßig auf  $\frac{1}{2}r$  auf der positiven,  $-\frac{1}{2}r$  auf der negativen Seite. — Es folgen nun einige Krystalle, welche, obgleich sie einfach sind, doch ein vollflächiges Auftreten von Flächen der Reihe  $r$  zeigen.

Fig. 5, Taf. VII ist ein Krystallporträt. Wie die Zeichnung andeutet, ist der Krystall in der oberen Hälfte der Hinterseite schief verbrochen. Fig. 5a ist eine naturgetreue gerade Projection der Unterseite. Die erstere Figur zeigt, daß  $\frac{1}{2}r$  und  $\frac{1}{2}r$  vollflächig vorhanden sind. Das Auftreten von  $\frac{1}{2}r$  oben ist ebenso abnorm wie dasjenige von  $\frac{1}{2}r$  unten. Auch das Erscheinen von  $\frac{1}{2}r$  zusammen mit  $\frac{1}{2}r$  auf der Unterseite widerspricht dem Gesetze der Hemiedrie, welches

wir früher am Vesuv gefunden. Ueber  $i$  tritt (Fig. 5) auch  $\frac{1}{2}i$  auf, eine am Vesuv sehr seltene Fläche.

Fig. 6, 6a, Taf. VII ist ein zierlicher, etwa 1 Centim. großer Krystall, bemerkenswerth durch das Auftreten von  $\frac{1}{2}r$  oben und unten auf der Vorderseite und von  $\frac{1}{2}r$  ebenso auf der Hinterseite.  $r$  ist hemiedrisch, doch nur auf der Vorderseite, vorhanden, während die  $n$ ,  $e$ ,  $\frac{1}{2}e$ ,  $i$  in gewohnter Weise vollflächig erscheinen. Die Fig. 6a ist eine gerade Projection auf die Axenebene ( $ac$ ) oder die Fläche  $C$ , welche indeß am Krystall nicht auftritt. Fig. 7 stellt einen nur kleinen (6<sup>mm</sup>), auf einen größeren, von normaler Bildung, aufgewachsenen Krystall von ganz abweichendem Ansehen dar. Derselbe ist stark verlängert in der Richtung der Axe  $a$ ; die scharfe Kante des Prismas  $i$  wird durch die Basis  $A$  nur schmal abgestumpft. Zu dem vollflächigen  $n$  gesellt sich vorne gleichfalls vollflächig  $\frac{1}{2}r$ , auf der Hinterseite hingegen  $\frac{1}{2}r$ . An beiden Enden der Axe  $a$  ist dieser kleine Krystall demnach recht verschieden ausgebildet, was sich namentlich in der Combination des Domas  $\frac{1}{2}e$  vorne mit  $\frac{1}{2}r$ , hinten mit  $\frac{1}{2}r$  offenbart. Die Krystalle 6 und 7 sind trotz der sehr verschiedenen Ausdehnung der  $i$ , offenbar in ihrer Ausbildung sehr ähnlich. Wenn man nur die oberen, oder nur die unteren Hälften dieser Krystalle betrachtet, so könnte man sie für normal gebildete halten. Die hier vorliegende Entwicklung ließe sich erklären, wenn man eine Zwillingbildung nach dem Gesetze »Zwillingsebene  $A$ , Drehungsaxe die Verticale« annehmen könnte. Indefs ist an unseren Krystallen Nichts von einer solchen Verwachsung wahrzunehmen. Auch bei den vesuvischen Humiten haben wir einige seltene Fälle vollflächiger Entwicklung von Formen aus der Reihe  $r$  gefunden (a. a. O. S. 360). Bei den zuletzt geschilderten Krystallen ist, wie leicht einzusehen, eine Unterscheidung der  $e$  und  $r$  flächen als positive oder negative nicht möglich. — Wenden wir uns nun zu den regelmäßigen Verwachsungen, welche so sehr dazu beitragen, die Mannigfaltigkeit der Gestaltung unseres Minerals zu vermehren.

Die Zwillinge des schwedischen Humits, so verschieden sie erscheinen mögen, sind nach dem Gesetze »Zwillingsebene  $\frac{1}{2}e = (5a : \infty b : c)$ ,  $\frac{1}{2}P \propto a$  gebildet. Der Beweis für dies Gesetz liegt darin, daß die Flächen  $\frac{1}{2}r$   $\frac{1}{2}r$  (deren makrodiagonale Polkante durch  $\frac{1}{2}e$  abgestumpft werden würde — wenn letztere als Krystallfläche aufträte) coincidiren, und über diese Ebene in meist gekrümmtem Verlauf die Gränze der Individuen zieht. Die Coincidenz der  $\frac{1}{2}r$   $\frac{1}{2}r$  findet so vollkommen statt, wie es nur die Flächenbeschaffenheit zu beobachten gestattet. An den Humiten II Typus des Vesuvs konnten wir in einigen seltenen Fällen noch ein zweites Zwillingsgesetz nachweisen, dessen Ebene  $\frac{3}{2}e$  fast rechtwinklig zu jener ersteren steht. Diese zweite Verwachsung scheint bei den schwedischen Krystallen nicht vorzukommen, wenigstens ist bei ihrer nicht vollkommenen Flächenbildung der Nachweis desselben, sowie die Unterscheidung vom gewöhnlichen nicht möglich. Wie in der vorigen Arbeit habe ich auch hier bei den Zeichnungen in schiefer Projektion den Zwillingen eine andere Stellung gegeben, als den einfachen Krystallen; da es die Auffassung des Zwillingss sehr erleichtert, wenn die Zwillingsebene die Lage einer der beiden verticalen Axenebenen erhält. Einer der interessantesten Zwillinge ist in Fig. 8, Taf. VII a und b dargestellt. Die Zwillingsebene stumpft die nahe 120° messende Kante  $A : \underline{A}$  ab; die Individuen sind mit einer Ebene normal zur Zwillingsebene verbunden. 8a stellt die Vorder-, 8b die Hinterseite im Sinne der Projektion 8 dar. Die Gränze läuft über  $\frac{1}{2}r$   $\frac{1}{2}r$ , durch die Kante  $i : \underline{i}$  und über die Fläche C, welche an den schwedischen Krystallen fast niemals fehlt, wenngleich sie meist deform ist. Am Vesuv ist C beim II Typus selten zu beobachten. Besonders interessant ist an unserem Zwillinge das Auftreten der Flächen  $\frac{1}{2}r$   $\frac{1}{2}r$  auf der Hinterseite, als eine schmale glänzende Fläche zwischen den beiden matten  $nn$ . Diese Hinterseite (8b) ähnelt demnach zweien Individuen der Drillingsgruppe Taf. V, Fig. 7 (Forts. IX). Denken wir uns die Individuen

I und II der letztern nicht gehemmt in ihrer Ausbildung durch III, sondern zur freien Durchwachsung gelangt, so würden wir eine dem vorliegenden schwedischen Zwillinge ganz analoge Gestalt erhalten. Bemerkenswerth ist an der Gruppe auch das vollflächige Auftreten von  $\frac{1}{2}r$  beiderseits von  $i$ , was wir in ähnlicher Weise mehrfach an den oft unregelmäßig ausgebildeten vesuvischen Zwillingen zu erwähnen hatten, vgl. Fig. 7 u. 10, Taf. V (Forts. IX).

Fig. 9 und 9a stellt einen Penetrationszwilling dar. Die Zwillingsebene wird durch die einspringende Kante —  $e$  : —  $e$ , sowie durch die domatische Kante  $\frac{1}{2}r$   $\frac{1}{2}r$  :  $\frac{1}{2}r$   $\frac{1}{2}r$  bezeichnet. Die Verwachsungsfläche, welche die Kante  $AA$  schneidet, zeigt auf den Scheitelflächen einen welligen Verlauf. Das Auftreten der Flächen aus der Reihe  $r$  ist hier ganz entsprechend dem Gesetze der Hemiëdrie. Dieser Zwilling hat die größte Aehnlichkeit mit manchen am Vesuv vorkommenden, vgl. Taf. V, Fig. 6, 6a (vor. Forts.).

Fig. 10 u. 10a zeigen in schiefen und geraden Projektionen einen der interessantesten Krystalle der Sammlung. Es ist dies eine ähnliche Gruppe wie die der Fig. 8, mit dem Unterschiede, daß sich in die Raumumgränzung des vorliegenden Krystalls noch ein drittes Individuum einfügt, welches einen verhältnißmäßig nur kleinen Theil der zum Kreise sich schließenden Gruppe einnimmt. Dies dritte Krystallstück bringt nur die Flächen  $e$   $n$  und  $C$  zur Ausbildung. Die Gränze zwischen den beiden vorderen Individuen ist überaus deutlich; indem sie auf den Flächen  $\frac{1}{2}r$   $\frac{1}{2}r$  gleich einer tief eingeritzten Furche verläuft. Weniger deutlich sind die längs der Kanten  $n$  :  $n$ ,  $n$  :  $n$  ziehenden Gränzen, weil diese Flächen, besonders gegen den durch die  $C$  Fläche gebildeten Scheitel, eine raue Beschaffenheit besitzen. Das Auftreten der Flächen aus der Reihe  $r$  entspricht hier genau dem Gesetze der Humithemiëdrie: auf der positiven Seite  $\frac{1}{2}r$ , auf der negativen —  $\frac{1}{2}r$  und —  $\frac{1}{2}r$ . Bei diesem Zwillinge wie auch bei dem vorigen ist demnach  $+\frac{1}{2}e$  die Zwillingsebene, wie wir es auch bei den vesuvi-

sehen Krystallen gefunden. Es ist von Interesse, den vorliegenden Zwillling mit dem Portrait eines vesuvischen Humits Taf. VII, Fig. 6, *1a* zu vergleichen. Hier wie dort sieht man neben der den Individuen gemeinsamen  $\frac{1}{3}r$   $\frac{1}{3}r$  einerseits  $\frac{1}{2}i$ , andererseits  $-\frac{1}{7}r$ , und hat so Gelegenheit, die durch diese Flächen gebildeten Pseudozone wahrzunehmen. Die Kanten  $\frac{1}{2}i : \frac{1}{3}r$  und  $\frac{1}{3}r : -\frac{1}{7}r$  sind nicht parallel, sondern divergiren etwas gegen die gemeinsame Fläche *C* hin. Ein Vergleich unserer Taf. V, Fig. 7 *a* (vor. Forts.) lehrt die Mannichfaltigkeit dieser Drillingsgruppen. Das rechte und linke Individ der schwedischen Gruppe stehen genau gleich mit den Individ II und III jenes vesuvischen Humits. Wenn am schwedischen Krystall das dritte Individ sich vorne einfügte, wo die Flächen *AA* den ausspringenden Winkel bilden, so würde unsere Gruppe identisch seyn mit der merkwürdigen neunseitigen Zuspitzung des vesuvischen Drillings. Statt dessen fügt sich das dritte Krystallstück dort ein, wo die *AA* ihre einspringende Kante bilden.

Der Krystall Fig. 11, 11 *a* zeigt besonders deutlich ausgebildet diejenige Kante, wo die *AA* eine einspringende Kante bilden, während die Hinterseite etwas deform ist und in der Zeichnung regelmäßiger erscheint als in der Natur. Wie bei den vorigen Gruppen sind auch hier die Individuen mit einer zur Zwillingsebene normalen Fläche verbunden. Die Fläche  $-\frac{1}{5}m$  macht den Krystall recht interessant, sie tritt ganz wie am Vesuv auf der negativen Seite auf, d. h. da wo  $\frac{1}{3}r$  nicht liegt. Die  $\frac{1}{3}n$  waren zwar nur auf der Vorderseite vorhanden, sie wurden indeß entsprechend ihrem Auftreten am Vesuv auch auf der etwas deformen Hinterseite gezeichnet. Die *ii* bildet eine einspringende Kante. Diese Gruppe besitzt eine gewisse Aehnlichkeit mit den Durchkreuzungszwilling Taf. VII, Fig. 4 (vor. Forts.) mit dem Unterschiede, daß wir dort Durchdringung, hier Berührung haben. — Ein ganz ungewöhnliches Ansehen bietet der Krystall Fig. 12, 12 *a*, welcher zu einer unregelmäßigen

Gruppe mit den Krystallen Fig. 5 und 8 verbunden ist. Der Zwilling ist auf der einen Seite, entsprechend der punktierten Linie, mit der Kiesmasse verwachsen, mit der anderen stellt er sich als eine rektanguläre Tafel dar, nicht ganz unähnlich manchen Orthiten. Um den Zwilling zu verstehen, erinnere man sich, daß die Zwillingsebene die nahe  $60^\circ$  messende Kante  $A : A$  halbt. Die Gränze wird zur Rechten durch die Kante  $e : A$  bezeichnet, sie läuft dann über die kleinere Fläche  $\frac{1}{2}r$  kaum sichtbar fort, tritt in die Fläche  $C$  ein, wo sie durch den Wechsel der Streifung bezeichnet ist,  $C$  trägt nämlich eine, sich unter nahe  $60^\circ$  treffende Streifung, welche den Kanten  $A : C$  resp.  $A : C$  parallel geht. Auf der linken Seite ist die Gränze durch die einspringende Kante  $A : e$  angedeutet. Dieser Zwilling gehört zu den sehr unregelmäßigen; das vordere Individ zeigt ein vollflächiges Auftreten von  $\frac{1}{2}r$  (vgl. Fig. 12). Im Gegensatz zu den meisten Humitzwillingen steht hier die Verwachsungsebene (welche freilich einen unregelmäßigen Verlauf besitzt) keineswegs normal zur Zwillingsebene, sie ist vielmehr annähernd parallel der Basis  $A$  des vorderen Individs.

Fig. 13, 13a und b zeigen gleichfalls einen unsymmetrischen Zwilling, welcher, wie Krystall 12, die gesetzmäßige Hemiedrie von  $\frac{1}{2}r$  nicht zeigt, und bei welchem die Verwachsungsebene beider Individuen ungefähr parallel einer Fläche  $A$  liegt. Die Zwillingsebene wird in der Zone der vertikalen Flächen durch einspringende Kanten  $\frac{1}{2}e : e$  und  $A : e$  bezeichnet. Die Zuspitzung des Krystalls wird fast allein durch Flächen der Reihe  $r$  gebildet, namentlich fehlen  $i$  und  $C$ . Fig. 13 zeigt 4 Flächen  $\frac{1}{2}r$ , von denen drei dem einen, eine einzige dem anderen Individ angehört. Eine Coincidenz dieser letztern mit einer gleichnamigen Fläche des anderen Individs findet indess nicht statt; denn nur dort wo die  $AA$  sich zur stumpfen Kante begegnen, liegen zwei Flächen  $\frac{1}{2}r$  in gleichem Niveau. Wo aber dies geschehen könnte (in dem nach oben gerichteten Theile

der Fig. 13) fehlen eben jene beiden  $\frac{1}{2}r$ , welche coincidiren müßten. Das grössere Individuum unseres Zwilling zeigt demnach, wie wir es auch bei den Krystallen 8 und 12 gefunden, ein anomales Auftreten von  $\frac{1}{2}r$  auch auf der Seite wo  $\frac{1}{2}r$  liegt. Um eine deutliche Anschauung dieses, längs der Zwillingegränze etwas deformen Krystalls zu ermöglichen, habe ich von demselben in zwei Stellungen eine schiefe Projektion entworfen. 13a stellt die Ansicht in der Richtung der oberen, b in derjenigen des unteren Pfeils dar.

Fig. 14, 14a stellen den grössten (4 Ctm.) und ansehnlichsten Krystall der Sammlung dar, welcher einige bisher noch nicht in die Erscheinung getretenen Verhältnisse wahrzunehmen gestattet. Der Krystall ist nicht ganz frei, sondern mit der Hinterseite des oberen Endes in der Erzmasse verborgen; die Individuen sind, wie bei den Zwillingen 12 und 13, nur aneinander gewachsen. Die Stellung der Fig. 14 entspricht den Fig. 8a und 10, d. h. die Basen  $A\bar{A}$  wenden ihre stumpfen Kanten hier wie dort nach vorn. Eigenthümlich an unserer Gruppe ist nun, dafs die Individuen die Flächen  $\frac{1}{2}r$ ,  $\frac{1}{2}\bar{r}$  auf dieser Seite (wo  $A\bar{A}$  die stumpfe Kante bilden) aufweisen. Die Zwillingsebene ist demnach hier  $-\frac{1}{2}e$ . Man bemerke das Auftreten von  $-\frac{1}{2}m$ , welche Fläche nur noch am Krystall Fig. 11 beobachtet wurde. Sie liegt an ihrer richtigen Stelle, d. h. auf derjenigen Seite, wo  $-\frac{1}{2}r$  erscheint. Wir nehmen an diesem Zwillinge zwei Pseudozonen wahr, welche an den früher beschriebenen vesuvischen Krystallen uns verborgen blieben, nämlich  $-n: -\frac{1}{2}r:: -\frac{1}{2}m$  und  $-n: -\frac{1}{2}r: i:: -\frac{1}{2}\bar{r}$ . Die beiden Kanten, welche die Fläche  $i$  begränzen, divergiren ein wenig gegen  $C$  hin. Desgleichen divergiren die Kanten  $-n: -\frac{1}{2}r$  und  $-\frac{1}{2}r: \frac{1}{2}m$  gegen  $i$  hin. An vesuvischen Krystallen ist  $-\frac{1}{2}m$  eine sehr seltene Fläche s. Fig. 6, Taf. VII (vor. Forts.). Die Unterseite unseres Zwillinges ist von geringerem Interesse; es erscheinen dort nur  $-\frac{1}{2}r$ , die  $n$ ,  $\bar{n}$  und  $C$ , die letzteren Flächen von sehr rauher Beschaffenheit.

Nur selten sind an den schwedischen Humiten die »unregelmäßigen Kanten« recht deutlich wahrnehmbar, welche wir als eine Eigenthümlichkeit der vesuvischen Humite Typ. II hervorhoben. Die Ursache liegt darin, daß bei den ersteren die Enden der Krystalle im Sinne unserer Zwillingaufstellung drusig, demnach die Kanten gerundet und deform sind. Indefs war einer der Krystalle ganz glattflächig, wahrscheinlich also ursprünglich in einer Druse aufgewachsen. Dieser Krystall, dessen Portrait die Fig. 15, 15a giebt, zeigt nun sehr schön jene Ueberwachungskanten, zu denen nicht homologe Flächen des Zwillings zusammenstoßen. Die Wiederholung dieser bisher nur am Humit Typ. II beobachteten Kanten auch bei den schwedischen Krystallen ist gewiß sehr merkwürdig. Das Vorherrschen von  $C$  erhöht das Interesse dieses Krystalls. Nur ein einziger der vesuvischen Krystalle zeigte eine ähnliche Ausdehnung dieser Fläche. Die Unterseite Fig. 15 weist nur auf:  $\frac{1}{2}r, n, n, CC$ ; die Oberseite  $\frac{1}{2}r, i, \frac{1}{2}r, n, n, CC$ . Die Zwillingegränze wird zunächst bezeichnet durch den einspringenden Winkel  $AA$  von nahe  $120^\circ$ . Die Fläche  $\frac{1}{2}r$  gehört zwar dem zur Rechten liegenden Individuum an; sie bezeichnet indess auch die Lage von  $\frac{1}{2}r$ ; die Neigung  $\frac{1}{2}r; A$  und  $\frac{1}{2}r: A$  sind identisch. Die Zwillingegränze läuft wahrscheinlich längs der Kante  $n: \frac{1}{2}r$  hin, wenigstens ist auf der sehr glatten Fläche  $\frac{1}{2}r$  keine Spur einer Gränze zu erblicken, was doch sonst bei vesuvischen und schwedischen Krystallen der Fall zu seyn pflegt. Den weiteren Verlauf der Gränze bezeichnen die Kanten  $n: i$  und  $n: \frac{1}{2}r$  (Fig. 15a), sind »unregelmäßige Kanten«, gebildet durch Raumausgleichung an solchen Stellen, wo nicht homologe Flächen beider Individuen sich berühren. Die Bildung derselben ist hier sehr schön und deutlich; es sind im Gegensatze zu den gewöhnlichen Kanten nichtkrystallonomische Linien.

Die schwedischen Humite sind selten glattflächig und glänzend genug, um genaue Messungen zu gestatten. Nur

an dem zuletzt erwähnten Krystall, welcher sich auch durch starke Durchscheinendheit mit bräunlichrother Farbe auszeichnet, waren genaue Resultate zu erhalten, Dieselben stimmten sehr nahe mit den vesuvischen Winkeln überein, ja sie sind mit Rücksicht auf die Flächenbeschaffenheit als identisch zu betrachten.

Schwed. Humit.	Vesuv. Humit (ber.)
$C : \frac{1}{2}r = 137^{\circ} 22\frac{1}{2}'$ (unten)	$137^{\circ} 23'$
$137^{\circ} 20'$ (oben)	
$\frac{1}{2}r : n = 152^{\circ} 4'$	$152^{\circ} 10\frac{1}{3}'$
$\frac{1}{3}r : \frac{1}{2}r = 85^{\circ} 22'$	$85^{\circ} 14'$

Die Differenzen, welche wir früher in Bezug auf die Kanten der vesuvischen Humite Typ. II gefunden, sind größer als diejenigen vorstehender Messungen.

Wie Nordenskjöld erwähnte, wurden die Krystalle, bevor er selbst sie als Chondrodit erkannte, für Granat gehalten. Die röthlichbraune Farbe, um so schöner, je reiner von Einmengungen, die Art des Eingewachsenseyns endlich eine Combination wie sie z. B. Fig. 10 darstellt, können wohl jenen Irrthum erklären. Aehnlich wie hier die Humite in einer aus Kupferkies, Eisenkies und Bleiglanz gemengten Erzmasse eingebettet liegen, so umschließt z. B. der Magnetkies von Migliandone nahe dem Langensee Almandine. Die Farbe des schwedischen Humits ist fast gleich derjenigen des Zirkons aus dem Syenit von Fredriksvärn. Ueber den unseren Humit begleitenden Bleiglanz veröffentlichte Schrauf (Anz. d. k. k. Ak. d. Wiss. No. XIX, 13. Juli 1871) eine Notiz, der zufolge derselbe ihm v. d. L. eine deutliche Reaction von Antimon und eine schwächere von Wismuth ergab. Schrauf stellt demzufolge diesen Bleiglanz in die Nähe von Becchi's Targionit und schlug „für den Fall, daß die genauere Untersuchung die Existenz eines neuen Minerals bestätigt“, den Namen Parakobellit vor. Wir dürfen wohl von dem geehrten Forscher weitere Mittheilungen über diesen Gegenstand erhoffen. — Aus der Erzgrundmasse lösen sich die Humite unschwer heraus, zu-

weilen deutliche Hohlformen zurücklassend. Bemerkenswerth ist die meist matte, oft raue Beschaffenheit der Krystallflächen, mit Ausnahme einiger weniger, ursprünglich wohl aufgewachsener Krystalle z. B. Fig. 15. Glatt sind meist nur die Flächen der Zone  $e : A$ ; doch ist in dieser Zone  $A$ , welcher die deutliche Spaltbarkeit parallel geht, weniger glänzend als  $e$  und  $\frac{1}{3}e$ , was sich auch am Vesuv wiederholt.  $e$  und  $\frac{1}{3}e$ , sind oft gestreift parallel ihrer Kante. Rau und drusig sind die Krystalle an den Enden der Axe  $b$ , also die Fläche  $C$  und die ihm anliegenden Flächen in dem Maafse, als sie diesen seitlichen Enden der Formen näher liegen. Eine Menge kleiner Vertiefungen umschließen Theile der Erzgrundmasse. Die Hohlformen, welche die herausgeschlagenen Humite zurücklassen, zeigen sich, während sie im Allgemeinen glattflächig sind, dort in der Nähe der Fläche  $C$  rau, mit einer Menge kleiner warzenförmiger Erhöhungen bedeckt. Zerbricht man die Krystalle, so ergibt sich, dafs sie im Innern oft sehr unrein sind, zuweilen ein Gemenge von Humit mit Kies und Glimmer darstellen, in welchem die Verunreinigung der Masse noch mehr beträgt als die Substanz des Humits. Namentlich gegen den (durch  $C$  abgestumpften) Scheitel der Krystalle häufen sich diese Einnengungen an. Solche stark verunreinigten Krystalle haben eine fast schwarze Farbe, darauf bezieht sich die Unterscheidung von schwarzen und braunen Chondroditen in Nordenskjöld brieflicher Mittheilung. — Als Begleiter des Humits auf der Grube Kafveltorp möge noch schön krystallisirter Augit, Malakolith, von grüner Farbe erwähnt werden. Das Zusammenvorkommen des Augits mit Kupferkies erinnert an Campiglia und Massa marittima. — Der schwedische Humit, dessen Zusammensetzung ich in der nächsten Forts. dieser Mitth. angeben zu können hoffe, wirkt nur sehr schwach auf das Dichroskop.

57. Ein Fund von Gadolinit im Radauthale, Harz.

Bei der grofsen Seltenheit des Gadolinites erscheint sein Vorkommen in wohlgebildeten Krystallen auf Granitgängen

des Harzes erwähnenswerth, Der um die mineralogische Kenntniß der Gegend von Goslar so verdiente Hütteninspector Hr. Ulrich zu Oker sandte mir (Febr. 1871) zur Untersuchung vier kleine (2 bis 4<sup>mm</sup>) Krystalle und Bruchstücke von solchen, welche er in den Quarz, Feldspath, Kalkspath und Zeolithe führenden Granitgängen des Radauthales gefunden hatte. Vergeblich war Hr. Ulrich bemüht, von dem als Gadolinit erkannten Mineral eine genügende Quantität zur chemischen Analyse zu gewinnen; vielmehr gewann er die Ueberzeugung, daß in der nächsten Zeit nichts mehr davon zu erhalten seyn werde, »da die Blöcke, in welchen ich beim Suchen nach Prehnitkrystallen den Gadolinit fand, fast ganz zerklopft sind.« Unter diesen Umständen mag es gestattet seyn, schon jetzt eine vorläufige Mittheilung über den neuen Gadolinit zu machen, in der Hoffnung, daß es dem verdienstvollen Eifer des Hrn. Ulrich später gelingen werde, eine zur Analyse genügende Menge zu sammeln.

Die Farbe ist schwarz, in dünnen Splittern dunkelgrün durchscheinend; ohne Spur von Spaltbarkeit, der Bruch glasglänzend und muschlig. Härte gleich Quarz. V. d. L. zeigt dieser Gadolinit nicht das für einige andere Vorkommnisse charakteristische vorübergehende Aufglühen bei Dunkelrothglühen; der Splitter wird rissig, schwillt nur wenig an, ist unschmelzbar, nach dem Glühen schmutzig graugrün. Von den beiden vorliegenden Krystallchen besitzt das eine die Form Fig. 16, das andere die der Fig. 17.

Krystallsystem rhombisch. Axenverhältniß  $a : b : c = 0,7554 : 1 : 0,4837$ , Fundamentwinkel  $b : l = 146^{\circ} 30'$  und  $o : m = 128^{\circ} 45'$ . Beobachtete Flächen:

$$o = (a : b : c), P$$

$$e = (a : \infty b : c), \bar{P}\infty$$

$$f = (\frac{1}{2}a : \infty b : c), 2\bar{P}\infty$$

$$d = (\infty a : b : c), \bar{P}\infty$$

$$m = (a : b : \infty c), \infty P$$

$$n = (\frac{1}{3}a : b : \infty c), \infty \bar{P}2$$

$$l = (a : \frac{1}{2}b : \infty c), \infty \check{P}2$$

$$b = (\infty a : b : \infty c), \infty \check{P}\infty$$

$$c = (\infty a : \infty b : c), oP$$

Aus dem Axenverhältniß berechnet sich für die Grundform die

makrodiagonale Polkante	= 120° 4'
(gemessen)	= 120 0)
brachydiagonale Polkante	= 135 50
Lateralkante	= 77 30.

	ber.	ber.
$m : m'$	= 105° 52'	$b : m = 127° 4'$
$n : n'$	= 138 37	(gem. 127 8)
$l : l'$	= 67 0	$e : o = 157 50$
$e : e'$ (üb. c)	= 114 44	(gem. 157 40)
(gem.)	= 114 30)	$b : o = 112 10$
$f : f'$ (üb. c)	= 75 58	(gem. 112 0)
$d : d'$ "	= 128 22	$l : o = 126 10\frac{1}{2}$
		(gem. 126 6)
		$e : f = 160 37$
		(gem. circa 161).

Die Beschaffenheit der Krystalle gestattete nur annähernde Messungen mittelst des kleinen Goniometers, indess sind die Grundmessungen ziemlich genau. Eine Abweichung der Winkel vom Charakter des rhombischen Systems liefs sich nicht konstatiren. Es möge indess ausdrücklich bemerkt werden, dafs die Frage, ob die Krystalle des Gadolinitis zum rhombischen oder zum monoklinen Systeme gehören, hiermit nicht entschieden seyn kann, (s. Des Cloizeaux *Man. de Minér.* S. 39). Die Neigung von  $e : o$  wurde = 90° gefunden.

Um unsere Angaben mit den früheren zu vergleichen, wolle man bemerken, dafs die oben gewählte Stellung eine andere ist, als die von Des Cloizeaux und Dana adoptirte. Bei diesen Forschern ist unser Makrodoma  $e$  vertikales Prisma; die Flächen  $ll$  bilden ein Brachy- resp. Klinoprisma. In dem bei Phillips-Miller dargestellten Kry-

stalle erscheinen die Flächen  $r$ , entsprechend unseren  $o$  nur zur Hälfte in parallellächiger Hemiedrie (also wie ein monoklines Hemioktaëder). Der Krystall Fig. 16 dessen Unterseite verbrochen ist, zeigt gleichfalls nur zwei Flächen  $o$  und zwar in dem bei Miller angegebenen Sinne. Der Krystall Fig. 17, an welchem gleichfalls nur die Oberseite sichtbar ist, weist indeß die  $o$  vollflächig auf, so daß jenes Fehlen der Flächen am Krystall Fig. 16 mir zufällig schien, und deshalb  $o$  in der Zeichnung als Oktaëder dargestellt wurde. — Nordenskjöld, welcher die Krystalle von Kararfvet und Broddbo mafs mit dem Ergebnifs, daß das System rhombisch sey, bestimmte die Kante  $b:l = 146^\circ 26'$ ,  $c:o = 158^\circ 58'$ . Eine genaue Ermittlung der Winkel wird erst möglich seyn, wenn es gelingt, unser Mineral in aufgewachsenen Krystallen zu finden.

Ein interessanter Begleiter des Gadolinites in den Granitgängen des Radauthals, welche den Hypersthenit des obern grofsen Steinbruchs durchsetzen, ist Orthit, von welchem mir Hr. Ulrich einige ausgezeichnete Krystalle sandte. Dieselben finden sich auf- und eingewachsen in einem Gemenge von Feldspath, Oligoklas, Quarz, Kalkspath, zu denen zuweilen in langen schmalen Blättchen auch Glimmer sich gesellt. An einem zierlichen, 6<sup>mm</sup> grofsen Krystall Fig. 23, 23a bestimmte ich folgende Formen:

$$\begin{array}{ll} T = (a : \infty b : \infty c), \infty P \infty & i = (2a' : \infty b : c), \frac{1}{2} P \infty \\ M = (\infty a : \infty b : c) o P & f = (\frac{1}{3} a' : \infty b : c), 3 P \infty \\ r = (a' : \infty b : c), P \infty & n = (a' : b : c), P. \\ l = (\frac{1}{2} a' : \infty b : c), 2 P \infty \end{array}$$

Das Hemidoma  $f$  wurde bisher am Orthit noch nicht, wohl durch v. Kokscharow am Epidot beobachtet (s. dessen Min. Rußlands). Eine der mir vorliegenden Stufen zeigt den Orthit unmittelbar von Kalkspath umschlossen. Andere Stücke zeigen ihn in einer Art von Schriftgranit eingewachsen.

Die oben beschriebenen Gadolinitkrystalle scheinen die ersten in Deutschland gefundenen zu seyn, nachdem bereits 1865 Hr. Websky ein derbes Vorkommen desselben Minerals in einem verlassenen Feldspathbruche der Kochel-

wiesen nahe Schreiberhau (in Begleitung von Monacit und Ytterspath) nachgewiesen hatte, s. Ztschr. d. deutsch. geol. Ges. Bd. XVIII, S. 566.

58. Ueber einen Zwillingskrystall von Zinkoxyd.

Krystalle von Zinkoxyd erscheinen bekanntlich sehr häufig bei Hüttenprocessen in den Ritzen der Gestellsteine, in der Nähe der Rast und den oberen Theilen des Ofenschachts (s. Gurlt, Uebers. d. pyrogen. künstl. Min. S. 42, 1857). Zwillinge scheinen indeß bisher unter den Krystallen des Zinkoxyds noch nicht beobachtet worden zu seyn. Mit um so größerem Interesse untersuchte ich deshalb einen Krystall, welchen Prof. Kekulé bei Betrachtung mehrerer großer Stücke mit Zinkoxydkrystallen bedeckten Ofenbruchs aufgefunden, und, in demselben einen Zwilling erkennend, mir zur krystallographischen Untersuchung übergeben hatte. — Der fragliche Krystall, 4<sup>mm</sup> groß, von dunkelweingelber Farbe, ist in Fig. 18' naturgetreu dargestellt. Bei erster Betrachtung erinnert demnach die Form wohl an nichts weniger als an das hexagonale Zinkoxyd; weit eher könnte man an die Gestalt gewisser Gypszwillinge erinnert werden. Der kleine demantglänzende Krystall, von der Farbe des brasilianischen Topases, möchte wohl, abgelöst von dem Stück des Ofenbruchs, nicht leicht für das erkannt werden, was er wirklich ist. Die beiden, zum Zwilling verbundenen Individuen bieten eine Combination folgender Formen dar, wenn wir zur Grundform dasjenige Hexagondodekaëder wählen, dessen Endkantenwinkel G. Rose = 127° 40' bis 43' bestimmte, indem er zugleich darauf hinwies, daß dieser Winkel, nahe mit dem Endkantenwinkel eines Dodekaëders beim Corund übereinstimme.

$$p = (a : a : \infty a : c), P$$

$$o = \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : \infty a : c), \frac{1}{2}P$$

$$c = (\infty a : \infty a : \infty a : c), oP$$

$$a = (a : a : \infty a : \infty c), \infty P$$

$$b = (a : \frac{1}{2}a : a : \infty c), \infty P2.$$

Die Ermittlung der Zwillingssebene war nicht ohne Schwierigkeit. Zunächst könnte man beim Anblick der Figur, wie auch der sehr kleinen Flächen selbst, glauben, die  $p''p''$  fielen in eine Ebene, welche zugleich die Zwillingssebene wäre; die Individuen würden dann verbunden seyn mit einer zu jener normalen Ebene. Nachdem ich mich überzeugt, daß jene  $p$  Flächen nicht in ein Niveau fallen, schien die Annahme am meisten gerechtfertigt, daß die Berührungsebene zugleich Zwillingssebene sey. Diefes schien auch durch den geradlinigen Verlauf der Gränze auf der gemeinsamen Fläche  $bb$  angedeutet. Indefs auch diese Annahme wurde durch eine genauere Untersuchung nicht bestätigt; da nämlich ein Hexagondodecaëder, dessen Fläche der Verwachsungsebene entsprechen würde, keine rationalen Axenschnitte ergeben würde. Die Zwillingssebene steht in der That normal zur Verbindungsfläche und gehört einem bisher als Krystallfläche nicht beobachteten Dodekaëder an  $= (\frac{2}{3}a : \frac{4}{3}a : \infty a : c)$ ,  $\frac{2}{3}P$ .

Am genauesten meßbar (und zwar mit dem großen Goniometer) wurde an unserem Zwilling die Kante  $p':bb$  befunden  $= 139^\circ 53'$ . Legen wir diesen Winkel zu Grunde, so berechnet sich der

Polkantenwinkel von  $P = 127^\circ 36'$

" " "  $\frac{2}{3}P = 145 \quad 0$

" " "  $\frac{4}{3}P = 129 \quad 10$

$c:p = 117^\circ 59'$   $a'' : a'' = 118^\circ 16'$  (einspr.)

$c:o = 143 \quad 14$   $p:p = 102 \quad 0$

$c:\frac{2}{3}P = 120 \quad 52$   $\text{gem.} \quad 102 \quad 6$

$c:c = 61 \quad 44$

$p'' : p'' = 174 \quad 14$  (einspringend)

$p'' : c = 123 \quad 45$

(gem.  $123 \quad 46$ )

Die Messungen  $p'' : c$  und  $p:p$  liefern den Beweis für die Richtigkeit der oben angenommenen Zwillingssebene — Hätten wir die Verwachsungsebene als Zwillingsfläche be

trachtet, so würde sich für dieselbe kein anderer, irgend einfacher Ausdruck haben finden lassen, als  $\frac{1}{3}P$ . Unter der Voraussetzung einer Fläche  $\frac{1}{3}P$  als Zwillingsebene würde sich indess die Neigung der beiden Basen  $c:c = 64^\circ 12'$ , der Winkel  $p'':c = 126^\circ 13'$  berechnen, Werthe, welche selbstverständlich viel zu sehr von den Messungen abweichen, als dafs die Annahme von  $\frac{1}{3}P$  als Zwillingsebene zulässig seyn könnte. Unser Krystall erhält sein ungewöhnliches Ansehen dadurch, dafs von den Flächen des zweiten hexagonalen Prismas  $b$  nur die beiden vorhanden sind, welche normal zur Zwilling- und Verwachsungsebene stehen; dafs ferner, dem entsprechend, an jedem der beiden Zwillingseinzelnen zwei Flächen der Grundform sehr ausgedehnt sind und sich in einer langen Kante schneiden, auf welcher beiderseits unten, nahe der Anwachsstelle, die fast aus der Formumgränzung verdrängten Flächen  $p$  und  $\underline{p}$  aufgesetzt erscheinen.

59. Eisenkies von Chichiliane, Isère-Dept.

Die interessanten Krystalle dieses Vorkommens, die ich in der Sammlung des Hrn. Ob. Postdirector Handtmann zu Coblenz kennen lernte, sind auf grofsblättrigem Spatheisenstein, welcher zollgrofse Rhomboëder bildet, auf- und eingewachsen. Die Eisenkieskrystalle sind an ihrer Oberfläche in Brauneisen umgeändert, ohne dafs dadurch dem Glanze der Flächen Eintrag geschähe. Zerbricht man einen derselben, so erkennt man, dafs der Brauneisen-Ueberzug eine kaum wahrnehmbare Dicke besitzt, und dafs der, durch die Hülle vor weiterer Zersetzung geschützte Kern vollkommen frisch ist. Während die eine Seite der Stufe (die Oberseite), auf welcher der Eisenspath in grofsen, wohlgebildeten Rhomboëdern erscheint, zahlreiche Eisenkiese darbietet von winziger Gröfse bis 1 Centim., zeigt die Unterseite des Handstücks den Eisenspath derb und in einer kleinen, zum Theil durch Quarzkrystalle erfüllten Druse, einige wenige bis 1 Centim. grofse Krystalle, zwar auch gleich jenen der Ober-

seite oberflächlich in Eisenoxydhydrat umgeändert, indessen von einer andern Flächencombination. — Die Krystalle der Oberseite (s. Fig. 19, Taf. VII) sind eine Combination folgender Formen:

$$(a:2a:\infty a), \frac{\infty O2}{2}; (a:\frac{6}{5}a:\infty a), \frac{\infty O\frac{3}{2}}{2}; (a:\infty a:\infty a), \infty O\infty;$$

$$(a:a:a), O; (a:a:2a), 2O; (a:2a:2a), 2O2;$$

zu denen zuweilen noch eine Andeutung des Granatoëders als Abstumpfung der Kante zwischen dem Würfel und dem Pentagondodecaëder  $\infty O\frac{3}{5}$  hinzutritt. — Während an diesen Krystallen die beiden Pentagondodecaëder gemeinsam den Habitus bestimmen, und die andern Formen nur untergeordnet hinzutreten, stellen die Krystalle der Unterseite die Combination, Fig. 20, Taf. VII dar:

$$(a:a:\infty a), \infty O; (a:2a:\infty a), \frac{\infty O2}{2}; (a:3a:\infty a), \frac{\infty O3}{2};$$

$$(a:\frac{6}{5}a:\infty a), \frac{\infty O\frac{3}{2}}{2}; (a:\infty a:\infty a), \infty O\infty; (a:a:a), O;$$

$$(a:a:2a), 2O; (a:2a:2a), 2O2.$$

Die Vereinigung zweier verschiedenen Combinationen auf derselben Stufe möchte eine nicht häufig zu beobachtende Erscheinung seyn.

Die Krystalle Fig. 19 sind einer etwas genaueren Betrachtung werth, indem sie ein neues und lehrreiches Beispiel für jene, bereits bei einer früheren Gelegenheit hervorgehobene Erscheinung darbieten, daß nämlich gewisse Flächen zwar sehr nahe, doch nicht genau in Zonen fallen, — sowie daß, wenn das Gesetz der Zonen und dasjenige der einfachen Axenschnitte miteinander collidiren, dieß letztere mit Aufopferung des Zonenverbandes zur Geltung kommt. — Es handelt sich nämlich um die Lage der kleinen Flächen  $2O2$ , einerseits zwischen zwei Flächen  $\infty O\frac{3}{5}$ , andererseits zwischen  $2O$  und  $\infty O2$ . Zunächst versuchte ich die vorliegende Combination zu bestimmen, ohne einen Krystall zur Messung von der Stufe abzunehmen. Die Flächen  $\infty O2$ , sowie die sehr kleinen um die Octaëderfläche  $O$  liegenden waren nicht zweifelhaft, und es handelte sich nur noch darum, das zweite, in seiner Lage dem Granatoëder nahe stehende Pentagondodecaëder zu bestimmen.

Um dies zu erreichen, schien die Wahrnehmung dienen zu können, daß die, zu den hexaëdrischen Ecken zusammenstoßenden Kanten desselben, scheinbar abgestumpft werden durch die kleinen Leucitoëderflächen. Eine etwas genauere Erwägung lehrt nun zwar sogleich, daß es kein Pentagondodecaëder giebt, dessen betreffende Kanten durch die Flächen 202 tautozonal abgestumpft werden; daß vielmehr diese Abstumpfung nur stattfinden kann in Bezug auf das Granatoëder. Indefs kommt das Pentagondodecaëder ( $a : \frac{7}{8}a : \infty a$ ),  $\infty O_{\frac{7}{8}}$  jener Bedingung, der tautozonalen Kantenabstumpfung durch 202 ungemein nahe, so daß ich zufolge der Zonenbeobachtung diese Form anzunehmen im Begriffe stand. Die Grundkanten (Y) von  $\infty O_{\frac{7}{8}}$  messen  $98^{\circ}47'52''$ , die anderen (X)  $119^{\circ}36'46''$ . Diese letzteren würden nun fast tautozonal durch die Flächen von 202 abgestumpft werden, indem nämlich die entstehenden Combinationskanten gegen die hexaëdrische Ecke hin (d. h. gegen die kleine Fläche O) nur unter dem Winkel  $1^{\circ}5'45''$  divergiren, eine Abweichung von der Parallelität, welche selbst bei der vortrefflichsten Ausbildung der betreffenden Kanten vom Auge nicht könnte wahrgenommen werden. Es ist nicht ohne Interesse, in einer Linearprojection die Schnittpunkte der Sectionslinien  $\infty O_{\frac{7}{8}}$  und 202 zu prüfen. Selbst bei einer sehr sorgfältigen Zeichnung scheinen zwei Linien  $\infty O_{\frac{7}{8}}$  und eine 202 durch ein und denselben Punkt zu gehen. Da indess das Pentagondodecaëder  $\infty O_{\frac{7}{8}}$  bisher nicht mit Sicherheit beim Eisenkies aufgeführt wird, so wurde zu seinem Nachweise ein Krystall zur Messung von der Stufe abgebrochen. Es ergab sich die Combinationskante zwischen  $\infty O_2$  und der zu bestimmenden Form  $= 166^{\circ}50'$ . Nun würde betragen die Kante

$$\infty O_2 : \infty O_{\frac{7}{8}} = 165^{\circ}58'$$

hingegen

$$\infty O_2 : \infty O_{\frac{6}{8}} = 166^{\circ}46'.$$

Es bleibt demnach kein Zweifel, daß an unseren Krystallen mit dem gewöhnlichen Pyritoëder die Form  $\infty O_{\frac{6}{8}}$  in Combination tritt. Für diese in Fig. 19, Taf. VII darge-

stellte Combination beträgt die gegen die hexaëdrische Ecke gerichtete Divergenz der die Fläche 202 einschließenden Kanten  $= 1^\circ 31\frac{1}{2}'$ , eine Abweichung von der Parallelität, welche man an den Krystallen kaum wahrnehmen kann.

Gehen wir umgekehrt von der Combination  $\infty 02$ ,  $\infty O\frac{6}{5}$ , 20 aus und erforschen die Zonenlage, welche zu diesen Flächen ein Ikositetraëder haben kann: so ergibt sich leicht, daß es keine Form geben kann, welche parallelkantig zwischen 20 und  $\infty 02$  einerseits und zwischen  $\infty O\frac{6}{5}$  und  $\infty O\frac{6}{5}$  andererseits läge. Jene erste Bedingung wird erfüllt durch das Ikositetraëder 202, der letzteren würde durch die krystallonomisch unmögliche Form  $(a:2\frac{1}{30}a:2\frac{1}{30}a)$ ,  $\frac{61}{30}O\frac{61}{30}$  Genüge geleistet. Das Pyritoëder  $\infty O\frac{6}{5}$  wurde, wie ich aus Strüver's ausgezeichnetem Werke (*Studj. s. min. Sarda, Pirite del Piemonte e dell' Elba, Torino 1869*) ersehe, zuerst durch Des Cloizeaux (1862), doch nicht zweifellos, beobachtet. Strüver selbst fand diese Form nur untergeordnet auftretend, und zwar positiv an zwei Krystallen von Traversella, und negativ an zwei Krystallen von Brozzo. Es darf indeß bemerkt werden, daß bei Strüver die Unterscheidung von positiven und negativen Formen sich lediglich auf das an den Krystallen auftretende Pyritoëder  $\infty 02$ , welches als positiv angesehen wird, bezieht; nicht aber die Frage erledigt, welcher Art das herrschende Pyritoëder selbst ist. Diefß wurde erst durch die wichtige Untersuchung G. Rose's über den Eisenkies (s. d. Ann. Bd. 142, S. 1 bis 46, 1871) möglich. G. Rose beobachtete unser Pentagondodecaëder  $\infty O\frac{6}{5}$  nur negativ, und zwar nur untergeordnet in Combinationen. Die Krystalle von Chichiliane gestatten wegen ihres Ueberzugs von Eisenoxydhydrat keine thermoëlektrische Untersuchung. Nichtsdestoweniger ist es sehr wahrscheinlich, daß auch sie negativ sind. Dafür spricht nämlich das gleichzeitige Auftreten des Pyramidenoctaëders 20, welches ebenfalls von G. Rose nur an negativen Krystallen beobachtet wurde. Die in Strüver's Werk abgebildeten, durch das Auftreten von  $\infty O\frac{6}{5}$  merkwürdigen Krystalle sind demnach

gleichfalls mit großer Wahrscheinlichkeit als negative zu bezeichnen; welche Deutung auch mit dem Erscheinen des durch G. Rose nur negativ beobachteten Ikositetraëders 303 im Einklange seyn würde. Die Form  $\propto O\frac{2}{3}$  wurde von G. Rose zufolge gültiger brieflicher Mittheilung an Krystallen von Lobenstein bestimmt, welche, wie diejenigen von Chichiliane, auf Eisenspath aufgewachsen sind; wodurch demnach eine weitere Aehnlichkeit mit unserem Vorkommen sich ergibt.

Das Granatoëder ist zwar schon durch Haüy am Eisenkies beobachtet worden. In ähnlicher Ausdehnung, wie unsere Krystalle Fig. 20, Taf. VII dasselbe zeigen, ist es indess eine seltene Erscheinung. Das ausschließliche Auftreten vollflächiger Formen an den hexaëdrischen Ecken und das Fehlen jeder Spur von Diploëderflächen ist eine bemerkenswerthe Eigenthümlichkeit der geschilderten Krystalle.

60. Ueber den Blödit (Simonyit) von Stafsfurth.

In der Sitzung der deutsch. geolog. Ges. vom 5. April 1871 zeigte Hr. Dr. P. Groth vor Kurzem in Stafsfurth vorgekommene, „ausgezeichnet flächenreich ausgebildete Krystalle eines Salzes, welches seiner Zusammensetzung nach mit dem sogen. Blödit von Ischl und dem Astrakanit übereinstimmt.“ Einige Wochen später hatten Hr. Dr. Groth und Hr. Stud. C. Hintze die Güte, mir einen jener Krystalle zu zeigen, mit deren Untersuchung sie damals beschäftigt waren. Im Juli erhielt ich durch Hrn. Bergrath Zincken in Leipzig mehrere ausgezeichnete Stücke und Krystalle des neuen Fundes, mit dem Ersuchen, dieselben zum Gegenstand einer krystallographischen Arbeit zu machen. Obgleich es mir demnach bekannt war, daß Dr. Groth eine Publication über denselben Gegenstand vorbereitet habe, so sah ich mich doch durch die herrliche Ausbildung der Krystalle veranlaßt, dieselben gleichfalls zu untersuchen, nachdem ich in Betreff der zu wählenden Grundform, sowie der Flächenbezeichnung mit dem genannten Forscher mich verständigt hatte. So möge diese Mittheilung eine Bestätigung des

krystallographischen Theils der bald zu erhoffenden Arbeit desselben seyn. Ueber das Vorkommen des Blödit zu Stafs furth verdanken wir Hrn. Zincken folgende Angaben (s. Berg- und Hüttenmänn. Zeit. 1871 No 31, »Astrakanit von Stafs furth«). »Unter dem Kainit, welcher auf dem nördlichen Flügel des Grubenbaues im Anhaltischen Leopoldschachte gewonnen wird, fanden sich im Monat April v. J. dem Kainit ähnliche Salzstücke, welche mit einer weissen Kruste weit schneller sich überzogen, als solches bei jenem der Fall zu seyn pflegt. Bei näherer Untersuchung zeigte sich, daß die Kainitschicht am untern Ausgehenden, an welchem die Mächtigkeit von 6 Lachtern auf wenige Fufs sich vermindert, auf etwa 3 Lachter Länge und Breite durch Partien von Astrakanit (Blödit) ersetzt war. Dieser trat hier in einer etwa 6 Z. starken Schicht und auferdem im liegenden Carnallit und zwar in  $\frac{1}{2}$  bis 2 Z. dicken Schmitzen auf, welche auf eine Region von etwa 1 F. Mächtigkeit sich beschränken. In einer auf 2 Quadratf. sich ausdehnenden kluftartigen Druse im derben Astrakanit fanden sich ausgezeichnet helle glänzende Krystalle mit vielen Flächen des in monokliner Form krystallisirenden Salzes, welche auf einer zolldicken krystallinischen Schicht aufsassen. Der letztere, umschliessende, derbe Astrakanit bildet eine dichte, graugrüne, durchscheinende, dem Kainit ähnliche Masse. Spec. Gew. des krystallisirten Astrakanit's = 2,223; Härte = 3,5. Die chemische Analyse, ausgeführt im Laboratorium des Prof. Wiedemann durch Hrn. Löfsner ergab: Schwefelsäure 47,97; Magnesia 11,96; Natron 18,50; Wasser 21,44. Sa 99,87, entsprechend der Formel  $\text{Mg SO}_4, \text{Na}_2 \text{SO}_4 + 4 \text{H}_2\text{O}$ , welche verlangt: Schwefelsäure 47,90; Magnesia 11,98; Natron 18,56; Wasser 21,58.«

Krystallsystem monoklin.

Axenelemente  $a : b : c = 1,3494 : 1 : 0,67154$ .

Neigung der Axen  $a$  und  $c$  ( $\gamma$ ) =  $100^\circ 43' 42''$ .

Fundamental-Messungen, s. Taf. VII, Fig. 21, 21 a, 22, 22 a.

$n : n'$  über  $a = 112^\circ 35'$ ;  $n' : d$  über  $y = 100^\circ 4'$ ;  $c : d = 146^\circ 35'$ .

## Beobachtete Formen:

Positive Hemipyramide	$u = (a' : b : c), P$
„	$w = (2a' : 2b : c), \frac{1}{2}P$
„	$y = (\frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}b : c), 2P$
„	$s = (\frac{1}{2}a' : b : c), 2P2$
„	$v = (a' : 2b : c), P2$
„	$t = (\frac{1}{2}a' : b : c), 3P3$
„	$x = (a' : \frac{1}{2}b : c), (2P2)$
Negative Hemipyramide	$p = (a : b : c), -P$
„	$o = (a : \frac{1}{2}b : c), -(2P2)$
„	$z = (a : \frac{1}{2}b : c), -(3P3)$
Positives Hemidoma	$q = (\frac{1}{2}a' : \infty b : c), 2P\infty$
Klinodoma	$d = (\infty a : b : c), (P\infty)$
„	$e = (\infty a : \frac{1}{2}b : c), (2P\infty)$
Prisma	$m = (a : b : \infty c), \infty P$
„	$l = (a : \frac{2}{3}b : \infty c), \infty P\frac{2}{3}$
„	$n = (a : 2b : \infty c), \infty P2$
„	$k = (a : 3b : \infty c), \infty P3$
„	$i = (a : \frac{1}{2}b : \infty c), (\infty P2)$
Orthopinakoid	$a = (a : \infty b : \infty c), \infty P\infty$
Klinopinakoid	$b = (\infty a : b : \infty c), \infty P\infty$
Basis	$c = (\infty a : \infty b : c), oP$

Die Fig. 21 und 21a zeigen in schiefer und gerader Projektion die gewöhnliche Ausbildung der Krystalle, während Fig. 22 und 22a in gerader Projektion auf die Horizontalebene und auf das Klinopinakoid sämtliche oben aufgeführte Flächen darbieten. Als herrschende Flächen sind zu nennen  $pp'$ ,  $dd'$ ,  $mm'$ ,  $nn'$ ,  $c$ ,  $q$ ; die anderen treten meist nur untergeordnet auf, fehlen indess gewöhnlich nicht ganz, auch wenn sie nur punktförmig erscheinen. Der Krystall 22 und 22a ist von 76 Flächen umschlossen.

Das flächenreiche System des Blödits scheint in Bezug auf Zonenverband eines der interessantesten und lehrreichsten zu seyn.

Nachdem wir aus  $u$  und  $p$  die monokline Grundform gebildet, können wir alle Flächen durch Zonenbeobachtung, ja durch unmittelbare Betrachtung der Figuren bestimmen.

So stehen  $mm'$ ,  $dd'$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  in nächster Beziehung zur Grundform.  $o$  wird bestimmt durch die Zonen  $p:b$  und  $d:m$ ;  $e$  durch  $c:d$  und  $a:o$ ;  $x$  durch  $o:e$  und  $d:m'$ .  $y$  durch  $c:u$  und  $o:e$ ;  $s$  durch  $d:u$  und  $b:y$ ;  $q$  durch  $s:s'$  und  $a:c$ ;  $v$  durch  $c:s$  und  $b:u$ ;  $w$  durch  $c:u$  und  $o:d$ ;  $t$  durch  $u:s$  und  $q:m$ ;  $n$  durch  $c:s$  und  $m:m'$ ;  $k$  durch  $w:q$  und  $m:m'$ ;  $l$  durch  $o:q$  und  $m:m'$ ;  $i$  durch  $o:x'$  und  $m:m'$ .

Wie die Kante  $c:m$  auf der Vorderseite unseres Krystalls abgestumpft wird durch  $p$ , auf der Hinterseite durch  $y$ ,  $u$  und  $w$ , so bilden auf der Hinterseite  $s$  und  $v$  Abstumpfungen der Kante  $c:n$ , und ebenso  $t$  eine Abstumpfung der Kante  $c:k$  und in gleicher Weise verhalten  $o$  und  $x$  zur Kante  $c:i$ .

Folgende Tabelle giebt die Neigungen sämtlicher Flächen zu den Pinakoiden und der Basis an. Unter  $a$  ist bald die vordere Fläche, bald die hintere ( $a'$ ) zu verstehen. Welche gemeint ist, kann bei Betrachtung der Figuren nicht im geringsten zweifelhaft seyn, ( $w$  bildet die stumpfe in der Tabelle angegebene Kante mit dem hintern  $a'$ ).

	$a$	$b$	$c$
$u$	$104^{\circ} 45'$	$122^{\circ} 37\frac{1}{2}$	$137^{\circ} 51'$
$w$	$93 \quad 27\frac{1}{2}$	$108 \quad 31\frac{1}{2}$	$149 \quad 43\frac{3}{4}$
$y$	$116 \quad 11\frac{1}{2}$	$136 \quad 2$	$116 \quad 23$
$s$	$124 \quad 21\frac{3}{4}$	$117 \quad 24$	$124 \quad 38$
$v$	$106 \quad 43\frac{1}{2}$	$107 \quad 45$	$146 \quad 58\frac{1}{2}$
$t$	$137 \quad 50$	$111 \quad 58\frac{1}{2}$	$114 \quad 10\frac{1}{2}$
$x$	$112 \quad 21\frac{1}{2}$	$142 \quad \frac{1}{2}$	$122 \quad 48\frac{1}{2}$
$p$	$120 \quad 1\frac{1}{2}$	$118 \quad 51\frac{1}{2}$	$143 \quad 4\frac{1}{2}$
$o$	$112 \quad 31$	$137 \quad 47\frac{1}{2}$	$127 \quad 49\frac{1}{2}$
$z$	$107 \quad 11$	$148 \quad 50$	$118 \quad 11\frac{1}{2}$
$q$	$129 \quad 28\frac{1}{2}$	$90 \quad 0$	$129 \quad 48$
$d$	$98 \quad 56\frac{1}{2}$	$123 \quad 25$	$146 \quad 35^{\circ}$
$e$	$96 \quad 27\frac{1}{2}$	$142 \quad 50\frac{1}{2}$	$127 \quad 9\frac{1}{2}$
$m$	$127 \quad 1\frac{1}{2}$	$142 \quad 58\frac{1}{2}$	$96 \quad 26\frac{1}{2}$
$l$	$138 \quad 31\frac{3}{4}$	$131 \quad 28\frac{1}{2}$	$98 \quad 1$
$n$	$146 \quad 27\frac{1}{2}$	$123 \quad 32\frac{1}{2}$	$98 \quad 55\frac{1}{2}$
$k$	$156 \quad 9\frac{1}{2}$	$113 \quad 50\frac{1}{2}$	$99 \quad 48$
$i$	$110 \quad 39\frac{3}{4}$	$159 \quad 20\frac{1}{2}$	$93 \quad 46\frac{1}{2}$

## Beobachtete Formen:

Positive Hemipyramide	$u = (a' : b : c), P$
"	$w = (2a' : 2b : c), \frac{1}{2}P$
"	$y = (\frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}b : c), 2P$
"	$s = (\frac{1}{2}a' : b : c), 2P2$
"	$v = (a' : 2b : c), P2$
"	$t = (\frac{1}{3}a' : b : c), 3P3$
"	$x = (a' : \frac{1}{2}b : c), (2P2)$
Negative Hemipyramide	$p = (a : b : c), -P$
"	$o = (a : \frac{1}{2}b : c), -(2P2)$
"	$z = (a : \frac{1}{3}b : c), -(3P3)$
Positives Hemidoma	$q = (\frac{1}{2}a' : \infty b : c), 2P\infty$
Klinodoma	$d = (\infty a : b : c), (P\infty)$
"	$e = (\infty a : \frac{1}{2}b : c), (2P\infty)$
Prisma	$m = (a : b : \infty c), \infty P$
"	$l = (a : \frac{2}{3}b : \infty c), \infty P\frac{2}{3}$
"	$n = (a : 2b : \infty c), \infty P2$
"	$k = (a : 3b : \infty c), \infty P3$
"	$i = (a : \frac{1}{3}b : \infty c), (\infty P2)$
Orthopinakoid	$a = (a : \infty b : \infty c), \infty P\infty$
Klinopinakoid	$b = (\infty a : b : \infty c), \infty P\infty$
Basis	$c = (\infty a : \infty b : c), oP$

Die Fig. 21 und 21a zeigen in schiefer und gerader Projektion die gewöhnliche Ausbildung der Krystalle, während Fig. 22 und 22a in gerader Projektion auf die Horizontalebene und auf das Klinopinakoid sämtliche oben aufgeführte Flächen darbieten. Als herrschende Flächen sind zu nennen  $pp'$ ,  $dd'$ ,  $mm'$ ,  $nn'$ ,  $e$ ,  $q$ ; die anderen treten meist nur untergeordnet auf, fehlen indeß gewöhnlich nicht ganz, auch wenn sie nur punktförmig erscheinen. Der Krystall 22 und 22a ist von 76 Flächen umschlossen.

Das flächenreiche System des Blödit's scheint in Bezug auf Zonenverband eines der interessantesten und lehrreichsten zu seyn.

Nachdem wir aus  $u$  und  $p$  die monokline Grundform gebildet, können wir alle Flächen durch Zonenbeobachtung, ja durch unmittelbare Betrachtung der Figuren bestimmen.

So stehen  $mm'$ ,  $dd'$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  in nächster Beziehung zur Grundform.  $o$  wird bestimmt durch die Zonen  $p : b$  und  $d : m$ ;  $e$  durch  $c : d$  und  $a : o$ ;  $x$  durch  $o : e$  und  $d : m'$ .  $y$  durch  $c : u$  und  $o : e$ ;  $s$  durch  $d : u$  und  $b : y$ ;  $q$  durch  $s : s'$  und  $a : c$ ;  $v$  durch  $c : s$  und  $b : u$ ;  $w$  durch  $c : u$  und  $o : d$ ;  $t$  durch  $u : s$  und  $q : m$ ;  $n$  durch  $c : s$  und  $m : m'$ ;  $k$  durch  $w : q$  und  $m : m'$ ;  $l$  durch  $o : q$  und  $m : m'$ ;  $i$  durch  $o : x'$  und  $m : m'$ .

Wie die Kante  $c : m$  auf der Vorderseite unseres Krystalls abgestumpft wird durch  $p$ , auf der Hinterseite durch  $y$ ,  $u$  und  $w$ , so bilden auf der Hinterseite  $s$  und  $v$  Abstumpfungen der Kante  $c : u$ , und ebenso  $t$  eine Abstumpfung der Kante  $c : k$  und in gleicher Weise verhalten  $o$  und  $x$  zur Kante  $c : i$ .

Folgende Tabelle giebt die Neigungen sämtlicher Flächen zu den Pinakoiden und der Basis an. Unter  $a$  ist bald die vordere Fläche, bald die hintere ( $a'$ ) zu verstehen. Welche gemeint ist, kann bei Betrachtung der Figuren nicht im geringsten zweifelhaft seyn, ( $w$  bildet die stumpfe in der Tabelle angegebene Kante mit dem hintern  $a'$ ).

	$a$		$b$		$c$	
$u$	104°	43'	122°	37½	137°	51'
$w$	93	27½	108	31½	149	43½
$y$	116	11½	136	2	116	23
$s$	124	21½	117	24	124	38
$v$	106	43½	107	45	146	58½
$t$	137	50	111	58½	114	10½
$x$	112	21½	142	½	122	48½
$p$	120	1½	118	51½	143	4½
$o$	112	34	137	47½	127	49½
$z$	107	11	148	50	118	11½
$q$	129	28½	90	0	129	48
$d$	98	56½	123	25	146	35*
$e$	96	27½	142	50½	127	9½
$m$	127	1½	142	58½	96	26½
$l$	138	31½	131	28½	98	1
$n$	146	27½	123	32½	98	55½
$k$	156	9½	113	50½	99	48
$i$	110	39½	159	20½	93	46½

Mittelst vorstehender Tabelle wird man mit geringster Mühe alle diejenigen Kanten des Krystalls sogleich ermitteln können, welche in einer der drei Axenebenen, den Flächen  $abc$  liegen. Die gemessenen Winkel stimmten sehr nahe mit den berechneten überein. Zur Beurtheilung der vortrefflichen Ausbildung möge die Angabe folgender Kanten genügen.

	gemessen	berechnet
$d : m'$ (über $x$ )	$= 110^\circ 13'$	$110^\circ 15'$
$d : p$	$= 158 \ 55\frac{1}{2}$	$158 \ 55$
$c : q$	$= 129 \ 46$	$129 \ 48$
$p : o$	$= 161 \ 5$	$161 \ 4$
$m : p$	$= 133 \ 25$	$133 \ 21\frac{3}{4}$
$m : n$	$= 160 \ 34$	$160 \ 34$
$p : p'$	$= 122 \ 16$	$122 \ 16\frac{3}{4}$

Eine gleich vollkommene Ausbildung, wie sie diese Stafsfurter Blöditkrystalle besitzen, habe ich nur bei wenigen Mineralien bisher gefunden. — Eine Vergleichung der Winkel unserer Tabelle lehrt, daß die Neigungen der Flächen  $d$  und  $n$  zum Klinopinakoïd  $b$  sehr nahe gleich sind. Erschienen als Umgränzung unserer Krystalle allein die Flächen  $nn'$ ,  $dd'$ ,  $c$ ,  $a$ ,  $b$ , so würden sie ein scheinbar rhombisches Oktaëder mit einer abgestumpften Ecke und zwei abgestumpften Kanten bilden. Genau wie  $d$  und  $n$  verhalten sich auch die Flächenpaare  $e$  und  $m$ , indem auch sie ein scheinbar rhombisches Oktaëder bilden. Diese auf den ersten Blick überraschende Thatsache ist die Folge des Verhältnisses zwischen den Axen  $a$  und  $c$ , welches fast genau  $= 2:1$ . Noch mehr als  $a:c$  nähern sich die Axen  $b$  und  $c$  einem einfachen Zahlenverhältniß und zwar  $1:\frac{2}{3}$ . Unter den zahlreichen Kanten unseres Krystalls verdient  $c:q$  erwähnt zu werden, da sie genau gleich ist der Kante  $P:x$  beim Feldspath von Elba und beim Adular. — Die für jedes monokline System in theoretischer Hinsicht interessante Frage, ob sich dasselbe auf genau oder fast genau rechtwinklige Axen zurückführen lasse, beantwortet sich für unsere Krystalle in negativer Weise. Wenn wir nämlich der

Fläche  $c$  die Formel  $(a:\infty b:c)$ , —  $P\infty$  geben wollten, so würde eine die Kante  $p:p'$  abstumpfende Fläche annähernd die Formel  $(\frac{9}{11}a:\infty b:c)$ , —  $\frac{1}{3}P\infty$  erhalten, ein hier ganz unstatthafter Ausdruck.

An mehreren ausgezeichnet spiegelnden Krystallen maß ich die beiderseitigen Neigungen von  $c:p$  und zu  $p'$ ,  $c:n$  und zu  $n'$ , und konnte stets den monoklinen Charakter des Systems genau bestätigen. Nichtsdestoweniger sind die Krystalle zuweilen in Bezug auf einzelne Flächen unsymmetrisch ausgebildet. Mehrfach fand ich z. B.  $v$  auf der rechten,  $w$  auf der linken Seite auftretend. Doch solche Unregelmäßigkeiten erwiesen sich nur als zufällig und hatten auf die Neigungen nicht den geringsten Einfluss.

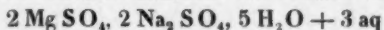
Die Krystalle des Blödits sind, eine Thatsache worauf mich Dr. Groth aufmerksam machte, offenbar identisch mit jenen, welche Prof. Tschermak unter dem Namen Simonyit, »ein neues Salz von Hallstadt«, beschrieb (Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss. Sitz. v. 18. Nov. 1869). Der Simonyit findet sich auf dem Christina-Stollen zu Hallstadt in Begleitung von Steinsalz, Anhydrit, Polyhalit und einem röthlichgelben, körnigen, an der Luft rasch verwitternden Salze, welches letzteres nach Tschermak wahrscheinlich ein Gemenge ist, doch wesentlich aus schwefelsaurem Natron mit etwas schwefelsaurer Magnesia besteht. Der Simonyit, theils von blaugrüner, theils von röthlichgelber Farbe ist luftbeständig, bildet sehr kleine Krystalle, welche durch Dr. Brezina bestimmt wurden. Sie zeigen herrschend das vertikale Prisma  $mm$ , nebst der Basis  $c$ , untergeordnet  $nn'$ ,  $dd'$ ,  $pp'$ . Die Unvollkommenheit der Krystalle gestattete Hrn. Brezina nur annähernde Messungen, mit Ausnahme der Kante  $c:d$  welche genau bestimmbar war. Dafs wir es mit denselben Krystallen zu thun haben, lehrt folgende Vergleichung.

	Hallstadt	Stafsfurth
$c:d$	$= 146^{\circ} 28'$	$146^{\circ} 35'$
$c:p$	$= 142 \ 54$	$143 \ 4\frac{1}{2}$
$b:m$	$= 142 \ 45$	$142 \ 58\frac{1}{2}$

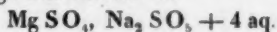
Das von Hrn. Brezina für den Simonyit berechnete

Axenverhältnifs ist  $\approx 1,442 : 1 : 0,6763$ . Ein Vergleich dieser letztern Zahlen mit dem oben mitgetheilten Axenverhältnisse lehrt, wie genau die Messungen Brezina's trotz der Unvollkommenheit der ihm zur Verfügung stehenden Krystalle mit den Winkeln der Stafsurther übereinstimmen.

Die procentische Zusammensetzung des Simonyit's ist nach Tschermak identisch mit derjenigen des Blödits (syn. Astrakanit). Der specifische Unterschied des Simonyits vom Blödit beruht nach Tschermak darin, dafs das erstere Salz nicht verwittert und bei einer Temperatur von  $100^{\circ}$  C. nur  $\frac{3}{5}$  seines Wassergehalts verliert, während der Blödit verwittert und bei gleicher Temperatur alles Wasser abgibt. Tschermak schreibt demnach die Formel des Simonyits

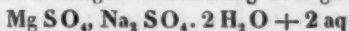


während diejenige des Blödits ist



Ich fand das Verhalten der Stafsurther Krystalle in Bezug auf den Wasserverlust bei höherer Temperatur etwas verschieden von den Angaben Tschermak's für den Simonyit. Es wurde ein Krystall von 2,8 gr. gepulvert und das Gewicht des Pulvers, nachdem es während dreier Stunden auf  $30^{\circ}$  C. erhitzt worden, bestimmt. Während vier Stunden einer Temperatur von  $50^{\circ}$  ausgesetzt, änderte sich das Gewicht nicht. Nun wurde die Temperatur erhöht auf  $100^{\circ}$  bis  $120^{\circ}$ ; nach 5 Stunden hatte die Substanz 5,00 Proc. verloren, nach fernerem 5 Stunden nochmals 4,87 Proc., nach fernerem 6 Stunden, während welcher die Temperatur zwischen 100 und  $130^{\circ}$  schwankte, trat noch ein kleiner Verlust von 0,18 Proc. ein; worauf keine merkbare Gewichtsabnahme mehr sich zeigte. Der Gesamtverlust betrug demnach 10,05 d. h. nahezu die Hälfte des ganzen Wassergehalts. Es wurde nun die Temperatur bis  $200^{\circ}$  gesteigert; nach einer Stunde hatte das Mineral 4,04 Proc. Wasser abgegeben, nach fernerem 2 Stunden 3,59; von Neuem während 5 Stunden erhitzt, betrug der Verlust weitere 2,46 Proc. Gesamtverlust zwischen 120 und  $300^{\circ} = 10,09$ . Nun wurde das Pulver geschmolzen, wobei der

letzte Rest von Wasser = 1,16 Proc. entwich. So ergab sich der ganze Wassergehalt = 21,30, sehr nahe mit dem aus der Formel berechneten Werthe (21,44) übereinstimmend. Die Formel der Krystalle von Stafs furth gestaltet sich demnach der obigen Bestimmung zufolge



welche von der von Tschermak für den Simonyit angenommenen auch den Vorzug gröfserer Einfachheit besitzt.

### Erklärung der Tafel VII.

Fig. 1 bis 15, Humite Typus II, von Neukupferberg in Schweden.

Fig. 1, 1 a, einfacher Krystall von tafelförmiger Ausbildung.

Fig. 2, 2 a, einfacher Krystall von mehr octaëdrischer Form.

Fig. 3, 3 a, 3 b, 4, 4 a, einfache Krystalle, welche die gesetzmässige Hemiedrie, aber eine ungewöhnliche Ausbildung zeigen.

Fig. 5, 5 a, die Flächen  $\frac{1}{2}r$  und  $\frac{1}{2}r$  bilden ein Octaëder, während sie bei normaler Ausbildung als Hemioctaëder erscheinen.

Fig. 6, 6 a, 7, Krystalle von abnormer Bildung in Bezug auf die Flächen  $\frac{1}{2}r$  und  $\frac{1}{2}r$ .

Fig. 8, 8 a, 8 b, Zwillings, Zwillingsebene  $\frac{1}{2}e$ . Das Auftreten der Flächen  $\frac{1}{2}r$  auch auf der Seite von  $\frac{1}{2}r$  steht nicht im Einklang mit der Hemiedrie der vesuvischen Krystalle.

Fig. 9, 9 a, Durchkreuzungszwilling.

Fig. 10, 10 a, Drilling, man bemerke die Pseudozone  $-\frac{1}{2}r : \frac{1}{2}r : \frac{1}{2}r : \frac{1}{2}i$ .

Fig. 11, 11 a, Zwilling. Die Flächen  $A : A$  bilden auf der Seite von  $\frac{1}{2}r$  eine einspringende Kante. Fläche  $-\frac{1}{2}m$ .

Fig. 12, 12 a, unregelmässiger Zwilling von ungewöhnlicher Form, das Auftreten von  $\frac{1}{2}r$  abnorm.

Fig. 13, 13 a, 13 b, desgleichen.

Fig. 14, 14a, Zwilling. Zwillingsebene  $\frac{1}{2}c$ , zeigt die Pseudozonen  $\frac{1}{2}r::i::\frac{1}{2}r$  und  $\frac{1}{2}m::\frac{1}{2}r:n$ .

Fig. 15, 15a, ausgezeichnet durch die grofse und glänzende Fläche  $C$  und die beiden »unregelmäßigen« Kanten  $n:i$  und  $n:\frac{1}{2}r$ .

Fig. 16, 17, Gadolinit aus den Granitgängen des Radauthals.

Fig. 18, Zinkoxydzwilling, Zwillingsebene  $\frac{2}{3}P$ .

Fig. 19, 20, Eisenkies von Chichiliane, Isère Dept.

Fig. 21, 21a, 22, 22a, Blödit (Simonyit) von Stafs furth.

Fig. 23, 23a, Orthit aus dem Radauthal, Harz.

#### Anmerkungen.

1) In der IX. Forts. dieser »Mittheilungen« erwähnte ich eines neuen Vorkommen von Babingtonit bei Herbornseelbach in Nassau (d. Ann. Ergänzungsbd. V, S. 420). Die chemische Untersuchung der von mir ausgesuchten Krystalle führte auf meine Bitte aus Hr. Dr. Jehn im Univers.-Laboratorium zu Berlin. Folgendes sind die Ergebnisse dreier Analysen, bei denen zunächst alles Eisen als Oxyd bestimmt wurde:

	I.	II.	III.	Mittel
Kieselsäure	50,50	50,24	50,58	50,44
Eisenoxyd	25,25	25,44	25,29	25,33
Manganoxydul	3,26	3,16	3,22	3,22
Kalk	19,53	20,06	20,13	19,90
Magnesia	1,46	1,38	1,50	1,45
Glühverlust	0,44		0,42	0,43
				100,77.

In zwei besonderen Versuchen wurde der

Eisenoxydulgehalt = 7,47 und 7,51 Proc. bestimmt.

Unter Berücksichtigung dieser Bestimmungen ergibt sich die Mischung wie folgt, indem wir zur Vergleichung die Analyse des Babingtonits von Arendal durch Rammelsberg beifügen.

	Herbornseelbach	Arendal
Kieselsäure	50,44	51,32
Eisenoxyd	17,01	11,00
Eisenoxydul	7,49	10,26
Manganoxydul	3,22	7,91
Kalk	19,90	19,82
Magnesia	1,45	0,77
Glühverlust	0,43	0,44
	99,94	100,92.

»Der Sauerstoffgehalt der Monoxyde verhält sich demnach bei unserm Mineral zu dem des Sesquioxids ungefähr wie 8 : 5, dagegen bei dem Arendaler wie 3 : 1; der Sauerstoffgehalt der Säure dagegen zu dem der sämtlichen Basen nahe wie 2 : 1, übereinstimmend mit dem Arendaler«. (Jehn.)

2) Hr. Dr. A. Gurlt verehrte mir (1868) ein von ihm an Ort und Stelle gesammeltes, neues Euxenitvorkommen von der Insel Hiterö bei Flekkefjord in Lister, wo schon seit lange andere Cer- und Yttermineralien (Orthit, Gadolinit, Polykras, Ytterspath) auf den im Norit-Gabbro aufsetzenden Pegmatitgängen bekannt sind. Meinem Wunsche willfahrend, übernahm Dr. Jehn gleichfalls die schwierige Analyse dieses Euxenits. Derselbe vollführte drei nahe übereinstimmende Analysen, deren Mittel die Zahlen unter I sind; zur Vergleichung mag die durch D. Forbes und T. Dahl angestellte Analyse des Euxenits von Alve bei Arendal (II) dienen.

	I. Eux. von Hiterö	II. Eux. von Alve.
Niobsäure	18,37	38,58
Titansäure	34,96	14,36
Thonerde	5,41	3,12
Eisenoxydul	2,54	1,98
Kalk	1,63	1,37
Ceroxyd	3,43	3,31
Yttererde	13,20	29,36
Uranoxydul	7,75	5,22
Magnesia	3,92	0,19
Wasser	2,87	2,88
	<hr/> 99,08	<hr/> 100,37.

Der Analyse des Hrn. Jehn zufolge hat demnach der Euxenit von Flekkefjord eine ganz andere Zusammensetzung wie derjenige von Alve (sowie die anderen bisher untersuchten). Das Ueberwiegen der Titansäure über die Niobsäure, die geringe Menge der Yttererde, der hohe Gehalt an Uranoxydul und Ceroxyd zeichnen namentlich das neue Euxenit-Vorkommen aus. (Vergl. Beiträge zur Kenntniß des Babingtonits und Euxenits, Inaug. Diss. von C. Jehn, Jena 1871).

3) Hrn. Dr. Hessenberg gebührt bekanntlich das Verdienst der Auf-  
findung des Perowskits vom Wildkreuzjoch, zwischen dem Pfisch- und  
Pfundertale (Mineral. Notizen No. 4, S. 20 bis 23, 1861). An dem etwa  
2<sup>mm</sup> großen Krystall wies mein Freund die Combination vom Würfel, Leu-  
citoïd  $3O3$ , zwei Hexakisoctäedern  $\frac{1}{2}O\frac{1}{2}$  und  $2O\frac{1}{2}$ , dem Pyramidenwürfel  
 $\infty O\frac{1}{2}$  und endlich dem Octaëder nach. Beide genannte Hexakisoctäeder  
waren bisher noch nicht beobachtet worden. Am Perowskit kannte man  
früher überhaupt diese flächenreichste Form des Systems noch nicht. In  
der neuesten Forts. seiner Notizen No. 10, S. 38 bis 44 (1871) ergänzt  
Hessenberg seine frühere Mittheilung durch die optische Untersuchung  
jenes kleinen Krystalls, zugleich hervorhebend, daß derselbe trotz allen Nach-

forschens leider noch der einzige seiner Art geblieben sei. Bei der großen Seltenheit des in Rede stehenden Vorkommens gestatte ich mir schon hier die Mittheilung, daß ein glücklicher Zufall mich eine zweite Perowskit-Stufe vom Wildkreuzjoch erkennen ließ. Eine Gruppe lebhaft glänzender brauner Krystalle, aufgewachsen auf dem charakteristischen grünen Schiefer des Pfischthals in Begleitung von Klinochlor und Titanit, welche bereits die Aufmerksamkeit des Geh. Raths G. Rose erregt, und mir von ihm zu näherer Bestimmung war übergeben worden, enträthelte sich als Perowskit. Das Gesteinstück, wie auch die Krystalle, haben die größte Aehnlichkeit mit dem früher von Hessenberg beschriebenen Vorkommen, so daß nach der Aeußerung meines Freundes beide in nächster Nachbarschaft sich müssen gebildet haben. Als herrschende Formen erscheinen an diesen, mit Flächen wahrhaft überladenen, kleinen Krystallen nächst dem Würfel vorzugsweise das Leucitoïd  $303$  sowie das Hexakisoctaëder  $\frac{2}{3}O\frac{2}{3}$ , dessen längste Kanten ( $G$  bei G. Rose,  $A$  bei Naumann) durch die Flächen des Leucitoïds abgestumpft werden, wie bereits Hessenberg bemerkte. Mit geringerer Ausdehnung erscheinen das Hexakisoctaëder  $2O\frac{1}{2}$  und der Pyramidenwürfel  $\infty O\frac{1}{2}$ . Von der vollkommenen Ausbildung der kleinen Krystalle geben folgende, mit dem großen Goniometer ausgeführten Messungen Zeugniß, welche demnach zugleich beweisen, daß dieser Perowskit in Bezug auf seine Form dem regulären Systeme angehört.

Octaëdrische Kante von  $\frac{2}{3}O\frac{2}{3}$  =  $157^{\circ} 3'$  bis  $4'$  (ber.  $157^{\circ} 3\frac{1}{2}'$ )

„ „ von  $303$  =  $\begin{cases} 144 & 56 \\ 144 & 57\frac{1}{2} \end{cases}$  (ber.  $144 \quad 54$ )

Combinationskante von  $303$  und  $\frac{2}{3}O\frac{2}{3}$  =  $171 \quad 54$  (ber.  $171 \quad 54\frac{1}{2}$ )

53

Da Hr. Hessenberg meiner Bitte, sich der eingehenden Untersuchung und Darstellung unserer Krystalle zu unterziehen, in freundlicher Weise entgegenkam, so habe ich die Genugthuung, auf seine in den „Mineralog. Notizen“ (Abh. Senkenberg. Gesellsch.) demnächst erscheinende meisterhafte Untersuchung dieser flächenreichsten Perowskitkrystalle in der von ihm nachgewiesenen **zweihundertsechundvierzigflächigen** Combination verweisen zu dürfen.

4) Das Vorkommen des Zinnsteins im grönländischen Kryolith scheint bisher wenig bekannt zu seyn. Deshalb sey hier erwähnt, daß ich unter verschiedenen Einnengungen, welche aus Kryolith herstammten und von Hrn. Dr. Marquart hieselbst mir gezeigt wurden, die deutlichsten Krystalle von Zinnstein sah. Dieselben sind von der gewöhnlichen Form, 2 bis 10<sup>mm</sup> groß. Dana in seiner vortrefflichen Mineralogy kennt indess auch bereits dieses Vorkommen.

#### Berichtigung.

In der vorigen Forts. dieser Mitth. (Ergänzungsbd. V) bitte ich zu lesen:

S. 377 Z. 4 von oben Brachydomen statt Makrodomen.

V. *Ueber die Vertheilung der Elektricität an  
den Scheiben der Holtz'schen Maschine und  
über eine vortheilhafte Abänderung in der  
Einrichtung derselben;  
von Theodor Schwedoff,*

Prof. a. d. Universität zu Odessa.

Bei der Beurtheilung von Influenzmaschinen herrscht noch grofse Verwirrung, sagt Hr. Riefs in seiner Abhandlung über die Theorie der neuesten Elektrophormaschine<sup>1)</sup>. Hierbei kann bemerkt werden, dafs Verwirrung überall da herrscht, wo es an umständlichen Untersuchungen eines Gegenstandes fehlt. Obgleich seit der berühmten Erfindung des Hrn. Holtz über die Elektromaschinen mehrere Abhandlungen veröffentlicht worden sind, so behält doch bis jetzt die oben erwähnte Behauptung von Riefs ihre volle Gültigkeit; denn nicht nur viele Nebenerscheinungen bei diesen Maschinen sind bis jetzt unerklärt geblieben, sondern auch die Hauptfrage, wie sich die Elektricität in denselben vertheile, ist von Manchen ganz unberührt gelassen und von Hrn. Riefs sogar unrichtig gelöst worden. Dies experimentell zu beweisen, und die richtige Ansicht über die Vorgänge bei den Elektromaschinen aufzustellen, ist der Zweck dieser Notiz.

Um die Vorgänge bei der Holtz'schen Maschine leichter aufzufassen; kann man sich statt der beiden parallelen Glasscheiben zwei hohle Glascylinder denken, deren Axen zusammenfallen. Es stelle Fig. 9, Taf. VI der Kreis  $x, y, z$  den Querschnitt des inneren Cylinders vor, welcher der rotirenden Scheibe entspricht, und der Kreis  $x' y' z'$  den Querschnitt des äufseren Cylinders, welcher die ruhende Scheibe darstellt. Die punktirten Stellen am Kreise  $x' y' z'$  entsprechen den Ausschnitten in der ruhenden Scheibe, die Streifen  $a$  und  $b$  bezeichnen die an dieselben geklebten Papierbelegungen, mit den Cartonspitzen  $m$  und  $n$ ;  $h$  und  $h'$

1) Monatsberichte der Berliner Akademie, Januar 1870.

sind die miteinander verbundenen schrägen Metallkämme,  $+e$  und  $-e$  die zum Experimentiren dienenden Conductoren.

Um diese Maschine in Gang zu setzen, nähert man, bekanntlich der Papierbelegung  $-b$  eine negativ elektrisirte Ebonitplatte, indem man die Scheibe  $x, y, z$  in der Richtung des Pfeiles rotirt. Es fragt sich, was sich dabei eigentlich ereigne.

Schon im Jahre 1856 hat Faraday<sup>1)</sup> eine nichtleitende Tafel elektroskopisch untersucht, welche zwischen einer elektrisirten Platte und einem Metallkamm aufgestellt wurde. Er ist dabei zum Schlusse gekommen, dafs wenn die Platte negativ elektrisch ist, die ihr nächste Oberfläche der Tafel keine Elektrizität besitzt, die Fläche aber, welche dem Kamme am nächsten steht, positiv elektrisch ist. Hr. Riefs<sup>2)</sup> hat damals versucht, diesen Schlufs in Abrede zu stellen und ist bei der Meinung geblieben; es seyen die beiden Flächen der nichtleitenden Tafel positiv elektrisch. Sich auf diese Ansicht stützend, erklärt er die Wirkung der Holtz'schen Maschine in folgender Weise<sup>3)</sup>.

• Es sey der Papierkuchen  $b$  negativ elektrisch gemacht; der ihm gegenüberstehende Metallkamm  $h$  erhält durch Influenz negative Elektrizität, die aber sogleich verschwindet, weil jener mit dem diametralen Kamme ( $h'$ ) verbunden ist. „

• Die (rotirende) Glasscheibe vor dem Kamme wird auf beiden Flächen positiv elektrisch, und in der Richtung des Pfeiles rotirend, zu der Cartonspitze  $m$  des zweiten Kuchens geführt, den die Vorderfläche (d. h. die zur festen Scheibe gewendete Fläche) der Scheibe mit positiver Elektrizität versieht, wonach der horizontale Kamm  $+e$  die Elektrizität der Hinterfläche aufnimmt. Der Papierkuchen  $a$  ist nun positiv elektrisch, er erregt in seinem Metallkamme ( $h'$ ) positive Elektrizität, die wiederum verschwindet, und versieht beide Flächen der vor ihm befindlichen Glasscheibe mit ne-

1) Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 422.

2) Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 436.

3) Berichte der Berliner Akademie, Januar 1870, S. 5.

gativer Elektricität, die zur weiteren Elektrisirung des Kuchens *b* und zur Verstärkung der Elektricität der Elektrode — *e* verwendet wird.\*

Diese Auseinandersetzung stimmt mit der ganzen Wirklichkeit nicht überein. Der Theil der rotirenden Scheibe, welcher zwischen dem Kamm *h* und der Belegung — *b* befindlich ist, ladet sich mit positiver Elektricität *nicht auf beiden Flächen, sondern auf einer einzigen*, und zwar auf der Fläche, welche dem Kamme *h* gegenübersteht, und welche Hr. Riefs Hinterfläche nennt.

Um das zu beweisen, verfähre ich in folgender Weise.

Auf eine horizontale Welle (Fig. 10, Taf. VI) *AA'* setze ich eine kreisrunde rotirende Glasscheibe, und ihr parallel bringe ich eine halbkreisförmige Glasscheibe *B* an, die auf den Ebonitsäulen<sup>1)</sup> *Mm*, *Nn* befestigt, und mittelst der Mutterschraube *s* lothrecht gehalten wird. An der Säule *Tt* sind zwei Metallkämme *k*, *k'* befestigt, die von dieser Säule isolirt und mit den Spitzen zur rotirenden Scheibe gewendet sind. Dem Kamm *k* gegenüber ist eine Papierbelegung auf der hinteren Fläche der festen Scheibe *B* angebracht, und vor dem Kamme *k'*, hinter der rotirenden Scheibe, befindet sich der Kamm *k<sup>2</sup>*, welcher mit seinen Spitzen ebenfalls zur rotirenden Scheibe gerichtet sind. Ausser diesen Kämmen giebt es noch zwei, *k<sub>3</sub>* vor der rotirenden Scheibe und *k<sub>4</sub>* hinter derselben, welche von einander isolirt an der Ebonitsäule *Mm* befestigt sind.

Der Kamm *k* und die ihm gegenüberstehende Papierbelegung dienen zur Ladung der rotirenden Scheibe. Die Kämmen *k'*, *k<sup>2</sup>*, *k<sup>3</sup>*, *k<sup>4</sup>* dienen zur Prüfung des Zustandes dieser Scheibe. Es sey nämlich die Belegung negativ elektrisch gemacht und der Kamm *k* mit der Erde leitend verbunden. Die rotirende Scheibe wird bekanntlich dadurch elektrisch gemacht, und es fragt sich in welcher Weise. Nennen wir (nach der Bezeichnung von Riefs) Vorderfläche jene Oberfläche der rotirenden Scheibe, welche zur festen Scheibe *B*, Hinterfläche aber jene, die zum Kamme *k* gewendet ist. Bei

1) Ebonit, Hartgummi oder Kammmasse.

stetiger Rotirung der Scheibe in der Richtung des Pfeiles kommen jene Stellen derselben, welche sich vor dem Kämme  $k$  befanden, zuerst vor die Kämme  $k'$ ,  $k^2$ , und später vor die Kämme  $k^3$ ,  $k^4$ . Unter Wirkung der Scheibe zerlegt sich auch die neutrale Elektricität dieser Kämme, und indem wir die Art und Spannung der Elektricität auf letztern untersuchen, können wir über die Vertheilung der Elektricität in der Scheibe selbst schliessen.

Zuerst zeigt der Versuch, dafs sich positive Funken aus beiden Kämmen  $k'$ ,  $k^2$  ziehen lassen, aus dem Kamm  $k'$  aber viel länger, als aus  $k^2$ . Daraus mufs man schliessen, dafs entweder die Hinterfläche allein positiv elektrisch ist, oder dafs sie stärker elektrisch ist als die Vorderfläche, welche zum Kamm  $k^2$  gewendet ist.

Dies Dilemma läfst sich auf folgende Weise sehr einfach lösen. Wären die beiden Flächen elektrisch, wie es Hr. Riefs meint, so müßten wir, um die Scheibe bei stetiger Rotirung vollständig zu entladen, beide Kämme  $k'$ ,  $k^2$  zur Erde ableiten. Wäre aber nur die Hinterfläche elektrisch, so würde es genügend seyn, den Kamm  $k'$  allein zur Erde abzuleiten, um die rotirende Scheibe vollständig zu entladen.

Der Versuch hat mir Folgendes gezeigt. Als ich  $k'$  isolirt und  $k^2$  abgeleitet hatte, liefsen sich aus den Kämmen  $k_3$ ,  $k_4$  Funken in grofser Zahl ziehen. Isolirte ich aber den Kamm  $k_3$  und leitete  $k_1$  zur Erde ab, so konnte ich weder aus dem Kamm  $k_4$  noch aus  $k_3$  einen Funken ziehen. Die Scheibe kann also durch den Kamm  $k_1$  vollständig entladen werden, während es bei dem Kamm  $k_3$  nicht der Fall ist. Die positive Elektricität hat also ihren Sitz nur auf der Hinterfläche der rotirenden Scheibe. Die Vorderfläche besitzt keine freie Elektricität und kann folglich weder Cartonspitzen noch irgend einen anderen Körper mit Elektricität versehen. Daraus folgt, dafs die Erörterung, welche Riefs hinsichtlich der Holtz'schen Maschine gegeben hat, nicht auf Thatsachen beruht. Wahrscheinlich hat sich Riefs auf die Versuche gestützt, welche er im Jahre 1854 ausge-

führt hatte. Diese Versuche aber waren der Art angestellt, daß sie auch für einen so scharfsinnigen Gelehrten, wie es Faraday war, nicht überzeugend genug schienen, und dieser bei der Meinung blieb, daß in einem dem oben beschriebenen ähnlichen Falle nur die Hinterfläche elektrisch wird. Wie die von Hrn. Bezold <sup>1)</sup> ausgeführten Versuche zeigen, ist das eben der Fall. Demgemäß stimmt die Riefs'sche Erklärung der Wirkung der Holtz'schen Maschine nicht mit den Thatsachen überein. Da es aber meines Wissens keine andere Erörterung giebt, welche die Vertheilung der Elektricität in der Holtz'schen Maschine darstellt, so schlage ich die folgende vor.

Es stelle die Fig. 9 wieder eine schematische Abbildung dieser Maschine vor. Nennen wir nach Riefs die Oberfläche der drehbaren Scheibe  $xyz$ , welche gegen die feste Scheibe gewendet ist, — Vorderfläche, und die den Kämme zugekehrte — Hinterfläche. Man nähere eine negativ elektrisirte Ebonitplatte der Belegung  $b$ . Die negative Elektricität der Platte wirkt auf alle in ihrer Umgebung befindlichen Körper, also auf die feste Scheibe  $x'y'z'$ , auf die drehbare Scheibe  $xyz$ , auf die zwischen diesen Scheiben befindliche Luftschicht, auch auf den schrägen Conductor  $h h'$ . In allen diesen Körpern zerlegt sich die neutrale Elektricität, am meisten aber in dem Conductor  $h h'$ , aus welchem  $+E$  zu den Theilen der rotirenden Scheibe strömt, die vor der Belegung  $b$  befindlich ist, während  $-E$  in entgegengesetzter Richtung auf die drehbare Scheibe übergeht. In dieser Weise ladet sich die den Kammspitzen zugekehrte Fläche, also die *Hinterfläche* der rotirenden Scheibe *positiv* unter dem Kamme  $h$ , *negativ* unter dem Kamme  $h'$ . Drehen wir nun die Scheibe in der Richtung des Pfeiles, so wirkt  $+E$  auf die Cartonspitze  $m$  und  $-E$  auf die Spitze  $n$ ; aus der ersteren wird  $-E'$  angezogen und auf die Fläche der rotirenden Scheibe abgelagert, die den Cartonspitzen zugekehrt ist, also auf der Vorderfläche. In der Belegung  $a$  bleibt  $+E'$ . In derselben Weise wird die Belegung  $b$  negativ geladen, und die

1) Pogg. Ann. 1871, No. 5.

derselben zugekehrte Fläche der rotirenden Scheibe positiv. Da aber die Cartonspitze schlechte Leiter und ausserdem auf der festen Scheibe isolirt sind, so ist die Menge  $E'$  sehr klein, so dafs sie im Vergleich mit der Menge  $E$  zu vernachlässigen ist. Bei weiterem Drehen der Scheibe kommen die elektrisirten Theile derselben an den horizontalen Kämmen  $g$   $g'$  vorbei, von deren ersterer positive, letzterer negative Elektricität von der Hinterfläche der rotirenden Scheibe aufnimmt, wobei ein Theil dieser Elektricitäten durch die entgegengesetzten Elektricitäten gebunden bleibt, welche von den Cartonspitzen auf die Vorderfläche der rotirenden Scheibe übergegangen sind. Bei noch weiterem Drehen der Scheibe kommen ihre Theile, welche vorher unter dem Conductor  $g$  standen, zuerst unter dem Kamm  $h'$ , wobei die Hinterfläche unter der Wirkung der Belegung  $a$  negativ elektrisirt wird, dann vor die Cartonspitze  $n$ , aus welcher positive Elektricität auf die Vorderfläche angezogen, und die Belegung  $b$  negativ geladen wird. Nach einer ganzen Umdrehung der Scheibe werden also beide Belegungen elektrisch, und in Folge deß wirkt die Maschine in so eben beschriebener Weise.

Obleich die Holtz'sche Maschine durch ihre merkwürdige Wirkung allbekannt geworden ist, so ist es doch nicht weniger bekannt, dafs sie ihren Dienst manchmal versagt. Das kommt von der Eigenschaft und Lage der Cartonspitzen. In der That ist die Ladung der Papierbelegungen die wesentlichste Bedingung für ihre Wirkung, diese Ladung aber kommt von der rotirenden Scheibe zu den Cartonspitzen. Wie oben gesagt, wird die rotirende Scheibe nur auf ihrer Hinterfläche elektrisirt, die Cartonspitzen aber sind vor der Vorderfläche angebracht, so dafs letztere von der elektrisirten Fläche durch die ganze Dicke der rotirenden Scheibe getrennt sind. Dadurch wird die Wirkung der rotirenden Scheibe geschwächt, und das desto mehr, je dicker die rotirende Scheibe ist. Ausserdem sind die Cartonspitzen und Papierbelegungen schlechte Leiter, und das bewirkt, dafs bei feuchtem Wetter, wenn die Ober-

fläche der festen Scheibe mit condensirtem Dampf bedeckt ist, sich die Elektrizität an derselben verbreitet, statt in den Belegungen zu bleiben. Um diese Uebelstände zu beseitigen, ersetze ich die Cartonspitzen und Papierstreifen durch Metallkämme, deren zwei der rotirenden und zwei andern der festen Scheibe mit ihren Spitzen zugekehrt sind. In dieser Gestalt hat die Maschine aufer gröfserer Empfindlichkeit für eine Ebonitplatte noch den Vorzug, dafs man die Spannung an ihren Elektroden, bis zu einer bestimmten Gränze, beliebig steigern kann, in Folge dessen diese Maschine zur Ladung der Belegungen einer anderen Elektromaschine besonders geeignet ist. Daher vereinige ich auf einer Welle zwei Paar Scheiben, deren ersteres zur Erzeugung grofser Spannung, und das andere zur Erzeugung grofser Elektrizitätsmenge dient.

Im Ganzen hat meine Maschine folgende Einrichtung.

Auf einem horizontalen Holzrahmen  $ABCD$  (Fig. 11, Taf. VI) sind zwei hölzerne Säulen  $EE'$ ,  $FF'$  senkrecht befestigt. In der Mitte dieser Säulen sind zwei Stahlspitzen  $p$ ,  $q$  eingeschraubt, welche eine an den Enden mit Stahlhülsen versehene Holzswelle tragen. Zwei Rollen  $QQ$ , mit den sie umlaufenden Guttaperchaschntüren, dienen zum raschen Drehen der Welle, und der auf die letztere gesetzten Glasscheiben. (18 Zoll Durchmesser). Zwischen diesen Scheiben ganz nahe an denselben sind Glasplatten senkrecht gestellt, welche ihre feste Stellung erhalten, mit Hülfe der vier verschiebbaren Ebonitsäulen  $MN$ ,  $M'N'$ ,  $KL$ ,  $K'L'$  und der vier mit Rinnen versehenen Mutterschrauben  $m$ ,  $k$ ,  $m'$ ,  $k'$ , welche auf zwei Glasröhren  $EF$ ,  $E'F'$  angebracht sind. Zur festeren Stellung der Säulen  $EE'$ ,  $FF'$  dient noch ein Messingdraht, der innerhalb der Röhre  $EF$  geht und mit Hülfe der an seinen Enden befindlichen Mutterschrauben die Holzsäulen fest an die Enden der Röhre drückt. Die Glasplatten  $a$ ,  $a'$  (Fig. 12) sind in die rinnförmigen Ausschnitte der Säulen  $MN$ ,  $M'N'$  eingeschoben, die Platten  $b$ ,  $b'$  (Fig. 13) in die Ausschnitte der Säulen  $KL$ ,  $K'L'$ .

Nenne ich den Theil der Maschine, welcher zur Seite  $CA$

gewendet ist, den *Vordertheil*, so stellt (Fig. 14, Taf. IV) diesen *Vordertheil* einzeln dar. Man sieht auf demselben die kreisrunde rotirende Scheibe, hinter dieser, oberhalb und unterhalb der Welle, sind die an der Fig. 12 einzeln dargestellten festen Sektoren, zwischen welchen ein freier Raum von ungefähr zwei Zoll Breite bleibt. Diesem Raum gegenüber, mit den Spitzen zu der rotirenden Scheibe gekehrt, sind zwei horizontale Kämme 1, 6, die an die Säulen  $MN, M'N'$  mit den Metallkugeln  $c, c'$  angeschraubt sind. Von diesen Kämmen gehen hinter die festen Sektoren zwei Drähte, die an ihren Enden zwei senkrechte Kämme 2, 5 tragen. Diesen Kämmen gegenüber vor der rotirenden Scheibe sind zwei senkrechte Kämme 3, 4 an den Säulen  $EE'$  befestigt. Von dieser Säule sind die Kämme 3, 4 isolirt und mit einander metallisch verbunden.  $s's'tt'$  ist ein Auslader.

Der *Vordertheil* (Fig. 14) bildet an sich schon eine Elektromaschine, die zur Erzeugung großer elektrischer Spannung dienen kann. Die Wirkung geht in folgender Weise vor sich. Man bringe eine elektrisirte Ebonitplatte in den freien Raum zwischen den halbkreisrunden festen Sektoren, hinter der rotirenden Scheibe. —  $e$  der Platte zieht  $+E$  aus dem Conductor 1 zu sich an; da aber zwischen der Platte und dem Kamm 1 sich die rotirende Scheibe befindet, so geht  $+E$  aus den Kammspitzen auf die vor diesen Spitzen befindliche Oberfläche der rotirenden Scheibe. —  $E$  wird aus dem Kamm 1 zum Kamm 2 abgestoßen; da aber vor diesem sich der Kamm 3 befindet, so wird aus dem letzteren —  $E'$  zum Kamm 4 abgestoßen,  $+E'$  aber geht aus dem Kamm 3 auf die Oberfläche der rotirenden Scheibe. Drehen wir die letztere in der Richtung des Pfeiles, so kommen jene Theile derselben, welche vorher unter den Kammspitzen 3 positiv elektrisirt wurden, unter den Kamm 6, aus dessen Spitzen negative Elektricität angezogen, positive zum Kamm 5 abgestoßen wird. Nach einer halben Umdrehung bekommen also die Kämme 2, 5 respective negative und positive Elektricitäten, unter Wirkung deren die neutrale Elektricität der Kämme 3, 4 zerlegt wird, und ver-

mittelst der rotirenden Scheibe  $+E$  auf den Conductor 6, 5,  $-E$  auf den Conductor 1, 2 übergeführt wird. Bei weiterem Drehen wächst die Spannung auf demselben, bis der Zuwachs den Verlüsten gleich wird. Bei constanter Wirkung der Maschine ist der zwischen den Kämme 4, 1 befindliche Theil der rotirenden Scheibe negativ geladen, der zwischen 5 und 6 befindliche positiv. Von dem Kamme 2 verbreitet sich die negative Elektricität über den ganzen Sector  $Nm$ , und ebenso positive Elektricität über den Sector unter der Welle.

Will man die erzeugte Elektricität benutzen, z. B. zur Ladung Leydener Flaschen, so braucht man nur die Stäbe  $tt'$ ,  $ss'$  des Ausladers bis zur Berührung mit den Kämme 1, 6 zu schieben; dann beobachtet man zwischen den Polen des Ausladers entweder Funken, oder Büschel und Glimmlicht. Will man aber sehr große Mengen Elektricität haben so benutzt man den Hintertheil meiner Maschine, der in folgender Weise eingerichtet ist.

In die rinnförmigen Ausschnitte der Ebonitsäulen  $K$ ,  $L$ ,  $K'$ ,  $L'$ , (Fig. 11, Taf. VI) sind die Scheiben  $b$ ,  $b'$  (Fig. 13) eingeschoben, welche durch die Mutterschrauben  $kk'$  senkrecht gehalten werden. Hinter diesen Scheiben, ihnen parallel, ist auf die Welle  $pq$  eine runde drehbare Scheibe gesetzt. Auf jener Oberfläche der Scheiben  $b$ ,  $b'$ , welche zur Säule  $EE'$  gewendet ist, sind zwölf Papierbelegungen in radialer Richtung angebracht, die mit einander metallisch verbunden sind, die erste mit der dritten, fünften usw., die zweite mit der vierten, sechsten usw. Vor der rotirenden Scheibe befindet sich der Stern (Fig. 15) der aus einem Ebonitring besteht mit zwölf in denselben eingeschraubten Metallkämme, deren Spitzen vor der rotirenden Scheibe den Papierbelegungen gegenüberstehen. Diese Kämme sind mit einander auch metallisch verbunden, der erste mit dem dritten, fünften usw., der zweite mit dem vierten, sechsten usw. Der Stern (Fig. 15) besteht aus zwei Hälften und erhält seine senkrechte Stellung mit Hülfe der vier Ansatzstücke  $u$ ,  $u'$ ,

$v, v'$ , die sich auf die Mutterschrauben  $k, k'$  und die Stäbchen  $y, x$  (Fig. 11) stützen.

Bringe ich die erste Belegung mit der Kugel  $c$  (Fig. 14, Taf. VI) in metallische Verbindung, so werden dadurch alle ungeraden Papierbelegungen negativ elektrisch. In derselben Weise kann ich alle geraden Belegungen positiv elektrisch machen, indem ich die Belegung 2 (Fig. 16) mit der Kugel  $c'$  (Fig. 11) metallisch verbinde. Da aber die Kammspitzen des Sternes (Fig. 15) diesen Belegungen gegenüberstehen, so zerlegt sich in letzteren die neutrale Elektricität, und wenn ich einen der ungeraden Kämme mit einem der geraden metallisch verbinde, so bekomme ich bei dem Drehen der Maschine einen constanten Strom.

Die ganze Maschine ist auf der Fig. 16 dargestellt. Sie ist sehr geeignet, um die Identität der statischen Elektricität mit der dynamischen in den Vorlesungen darzustellen, denn alle galvanischen Erscheinungen, welche besondere Kunstgriffe erfordern, um mit statischer Elektricität hervorgebracht zu werden, wie Wasserzerlegung, gehen mit Hülfe meiner Maschine sehr leicht vor sich.

Um die Ablenkung der Magnetonadel hervorzubringen, braucht man keine empfindliche Galvanometer mit astatisirten Nadeln; eine gewöhnliche Siemens'sche Busssole, deren Nadel auf einer Stahlspitze schwebt, wird schon abgelenkt, wenn man die Enden des Drahtes mit zwei Kämmen des Sternes verbindet. Astatisirte Galvanometer werden um vierzig und mehre Grade abgelenkt. Die Stromstärke ist dabei sehr constant, wenn man nur die Maschine regelmäßig rotirt. Die Menge der in einer bestimmten Zeit zerlegten Elektricität ist der Zahl der Umdrehungen direct proportional.

Leitet man den Strom durch eine oder viele Geißler'sche Röhren, so bekommt man ohne Anwendung der Leydener Flaschen oder Conductoren ein Leuchten, das auch am Tage leicht zu bemerken ist. Um Wasser zu zerlegen und die sich dabei entwickelnde Gasmenge zu messen, wende ich folgenden Apparat an.

Ein Gläschen *D* (Fig. 17, Taf. VI) hat einen Holzdeckel *ee'*, durch den eine Glasröhre *abc* geht, in die zwei Platindrähte *bd*, *bd'* eingeschmolzen sind. Diese Drähte sind an zwei metallische Ansatzstücke *d*, *d'* mit Klemmschrauben befestigt, die Ansatzstücke sind vom Deckel durch Ebonitstäbchen isolirt. Fig. 17 stellt den Apparat in natürlicher Gröfse vor. Leitet man durch die Platindrähte und das in der Röhre *abc* befindliche Wasser den Strom, so bemerkt man eine ununterbrochene Reihe von Gasbläschen, welche sich im oberen Ende der Röhre sammeln. In einem Versuche habe ich mit meiner Maschine während fünf Minuten 15 Kubikmillimeter Knallgas erhalten.

Man könnte denken, dafs der Unterschied zwischen der oben beschriebenen Maschine und der Holtz'schen nur darin bestehe, dafs ich auf die feste Scheibe 12 Papierbelegungen angebracht hatte, statt 2 oder 4, wie es bei Holtz'schen Maschinen vorkommt. Der Unterschied aber liegt tiefer. Statt Cartonspitzen und der mit ihnen verbundenen Papierbelegungen nehme ich vier Metallkämme, deren zwei sich vor der elektrisirten Fläche der rotirenden Scheibe befinden. Dadurch bekommt die Maschine zweierlei Vortheile: 1) wird sie empfindlicher für die Ebonitplatte, 2) die Spannung an den Conductoren 2, 5 (Fig. 14), welche mit den Papierbelegungen 1, 2, 3... des hinteren Scheibenpaares (Fig. 16) metallisch verbunden sind, wächst nur so lange, bis die Elektrizität von einer Belegung in die andere überzugehen anfängt. Wollten wir aber versuchen, die Papierbelegungen des hinteren Scheibenpaares mit einer Holtz'schen Maschine zu elektrisiren, so würde die Elektrizität von einer Belegung in die andere übergehen, in Form von Büscheln oder Funken, da die Spannung auf den Conductoren der Holtz'schen Maschine bis eine gewisse Gränze unbestimmt wächst. Da aber die Papierbelegungen (Fig. 16) mit einander metallisch verbunden sind, so würden sie sich alle entladen bei jedem Funken, der von geraden zu ungeraden Belegungen überspringt. Die Ladung dieser Belegungen

würde nicht constant seyn, wie auch die Menge der von den Kämme (Fig. 15, Taf. VI) fließenden Elektricität.

Ungeachtet der scheinbaren Verwicklung, läßt sich meine Maschine sehr rasch zusammensetzen. Ich setze zuerst die rotirenden Scheiben auf die Welle, dann bringe ich dieselben auf ihre Stelle, schraube die Säulen  $M'N'$  mit ihrem Conductor und die Säule  $K'L'$  an den Rahmen, setze in die Rinne der Säulen  $M'N'$  die Scheiben  $aa'$ , schraube die Säule  $MN$  mit ihrem Conductor an den Rahmen und verbinde die Conductoren 3, 4 durch einen isolirten Draht miteinander. Der Vordertheil ist dann fertig, und man kann mit ihm Elektricität von großer Spannung erzeugen. Um große Mengen zu bekommen, benutzt man den Hintertheil der Maschine. Ich setze denselben in folgender Weise zusammen: ich stelle die Scheiben (Fig. 13) vor die hintere rotirende Scheibe in die Rinne der Säulen  $K'L'$ , schraube die Säule  $KL$  an ihre Stelle, setze den Stern (Fig. 15) hinter die rotirende Scheibe und verbinde in oben beschriebener Weise untereinander die Kämme des Sterns und die Papierbelegungen. Dann verbinde ich eine der geraden Belegungen mit der Kugel  $c$  (Fig. 14) und eine der ungeraden mit  $c'$ . Zur Verbindung benutze ich einen, mit Guttapercha umwickelten, Kupferdraht.

VI. Ueber die Abschwächung der chemischen Kraft des Wasserstoffs und des Kohlenoxyds bei der Reduction des Eisenoxyduloxyds durch Beimengung fremder Gase;  
von W. Müller in Perleberg.

In den Sitzungsberichten der Pariser Akademie der Wissenschaften vom 23. Mai, 6. Juni und 4. Juli 1870<sup>1)</sup> finden sich drei Abhandlungen von Hrn. Sainte-Claire Deville, welche die Einwirkung eines Gemenges von Wasserdampf und Wasserstoff auf metallisches Eisen und auf Eisenoxyd behandeln, und in deren letzter als Resultat mitgetheilt wird.

1. *Que l'accroissement de la tension de l'hydrogène formé au contact du fer et de la vapeur est un phénomène continu, quand on fait varier d'une manière progressive la tension de la vapeur d'eau sans faire varier la température du fer.*

2. *Que la tension de l'hydrogène correspondant à une tension invariable de la vapeur d'eau décroît d'une manière continue, quand la température augmente progressivement.*

3. *Que ces mêmes lois s'observent dans le phénomène inverse de la reduction de l'oxyde de fer par l'hydrogène.*

Hr. Deville hebt besonders hervor, dafs ihm nichts bekannt sey, was in der von ihm eingeschlagenen Richtung veröffentlicht, mit Ausnahme der Untersuchungen von Debray<sup>2)</sup>, in welchen gegen metallisches Eisen unwirksame Gemenge von Wasserstoff und Wasserdampf gefunden, gegen oxydirtes Eisen unwirksame nicht beobachtet sind.

Unter diesen Umständen sieht sich der Verfasser veranlaßt, darauf hinzuweisen, dafs er in den Jahren 1867 und 1868 in Pogg. Ann. zwei Abhandlungen publicirte<sup>3)</sup>, die

1) *Compt. rend. T. LXX, p. 1105, T. LXX, p. 1201, T. LXXI, p. 30.*

2) *Compt. rend. T. XLV, p. 1018.*

3) *Pogg. Ann. Bd. 129, S. 459. Pogg. Ann. Bd. 133, S. 236.*

Poggendorff's Annal. Bd. CXLIV.

denselben Gegenstand behandeln. In der ersten dieser Mittheilungen ist eine große Zahl von Versuchen angeführt, bei denen Wasserstoff und Wasserdampf erhitzt wurden mit metallischem Eisen, und Gemenge von Eisen und Eisenoxyduloxyd, welches letztere theils in Form von Hammerschlag, theils als Magneteisenstein angewandt war. Bald waren die für die Versuche benutzten Glasröhren an beiden Enden zugeschmolzen, bald an einer Seite durch eine Flüssigkeit abgesperrt. So lange nun die Temperatur nicht geändert wurde, ergab sich in allen Fällen und ganz evident bei Anwendung gleich großer zugeschmolzener Glasröhren ein constanter Rest von Wasserstoff. Daraus war denn der Schluss gezogen, daß für ein Gemenge von Eisen und Eisenoxyduloxyd *»bei einer bestimmten Temperatur und bei einer bestimmten Mischung Wasserdampf und Wasserstoffgas in ihren Wirkungen sich gegenseitig aufheben«*.

Dieses Resultat ist aber die Grundlage der von Hrn. Deville unter 1 und 3 ausgesprochenen Folgerungen, nur sind dieselben auf eine größere Anzahl verschiedenartiger Fälle gestützt.

Nachdem ich im Laufe der Untersuchung die Ansicht gewonnen hatte, daß der Grund der in Rede stehenden Erscheinung in der Behinderung des Wasserstoffs anzunehmen sey, habe ich nun weiter versucht, die Ursache für jene Behinderung näher kennen zu lernen. Zu diesem Zweck sind neue Versuche in beträchtlicher Zahl angestellt, und ich will dieselben im Folgenden mit dem aus ihnen abgeleiteten Resultate wiedergeben. Der leichteren Uebersicht wegen seyen gleichzeitig frühere Angaben kurz erwähnt, und nachdem die Ausdehnung der Erscheinung besprochen, der Grund derselben näher erörtert.

#### Die Verbreitung der Erscheinung.

In den oben erwähnten Untersuchungen war festgestellt, daß durch Erhitzen von metallischem Eisen, sowie der Oxyduloxyle desselben, Magneteisenstein und Hammerschlag, in Gegenwart von Wasserstoff und Wasserdampf nach ei-

niger Zeit <sup>1)</sup> ein constantes Verhältniß der beiden Gase hervorgerufen wird, vorausgesetzt, daß die Temperatur und die Länge der angewandten Glasröhren dieselbe ist. Dem Grund dieser Erscheinung weiter nachforschend, habe ich in mannigfaltig abgeänderten Versuchen das Verhalten der drei Stoffe an sich, des Wasserstoffs, des Wasserdampfs und der Oxyde des Eisens studirt.

Wasserstoff mit feuchtem Stickstoff vermengt wurde mit Hammerschlag und — (durch Versehen steht an der betreffenden Stelle Eisenglanz) — mit Magneteisenstein erhitzt. In beiden Fällen blieb ein constanter Rest an Wasserstoff.

Einzelne Beobachtungen an Gemengen von Wasserstoff und feuchtem Stickstoff oder feuchtem Sauerstoff hatten eine höhere Reductionstemperatur für Kupferoxyd ergeben als wenn feuchter Wasserstoff für sich mit dem Oxyde erhitzt wird. Eine Wiederholung der Versuche ergab bald dasselbe, bald ein abweichendes Resultat; die Ursache dieser Verschiedenheit ist noch nicht erkannt, vielleicht ist der aus Zink und Schwefelsäure sich entwickelnde Wasserstoff, nachdem die Lösung eine bestimmte Menge an Zinkvitriol aufgenommen hat, im Vergleich mit dem zuerst abgeschiedenen weniger leicht zu oxydiren; nach Lage der Umstände jedoch war die Ansicht, daß feuchter Stickstoff oder Sauerstoff die Reductions-Temperatur des Kupferoxyds erhöhen, nicht aufrecht zu erhalten.

In dem Gemenge aus feuchtem Stickstoff und Wasserstoff wirkt neben dem Stickstoff noch Wasserdampf auf den Wasserstoff ein, und es war daher festzustellen, ob auch Stickstoff allein den letzteren behindern würde. Zu dem Ende wurde in einer beiderseits zugeschmolzenen Glasröhre, in welche Chlorcalciumstückchen eingeschlossen waren, ein Gemenge von Stickstoff und Wasserstoff mit Hammer-

1) Die von mir beobachtete auffallende Erscheinung, daß bei einer Temperatur von 300° erst nach mehrstündigem Erhitzen von Eisen und Wasserdampf ein stabiler Zustand eintritt, ist durch die Angaben des Hrn. Deville in seinem zweiten *Mémoire* bestätigt.

schlag 15 Stunden lang über einem Drahtnetze mit einer einfachen Spirituslampe erhitzt. In den letzten 7 Stunden war an den Wandungen der Röhre kein Wasser mehr zu bemerken, und doch zeigte das zurückgebliebene Gas beim Erhitzen mit Kupferoxyd einen freilich ganz geringen Rest an Wasserstoff. Um den Vorgang genauer verfolgen zu können, wurde in einer rechtwinklig gebogenen, an einer Seite zugeschmolzenen Glasröhre, deren offenes Ende durch Quecksilber abgesperrt war, ein bestimmtes Gemenge beider Gase wie vorher erhitzt, während in der Röhre auf dem Quecksilber schwimmende Chlorcalciumstückchen das Wasser entfernten. Anfangs verringerte sich das Volumen der Gase erheblich, doch bald wurden diese Veränderungen geringer, und erst nach stundenlangem Erhitzen eben merklich. Nachdem der Versuch in dieser Weise mit Unterbrechungen 46 Stunden lang fortgesetzt war, wurde in ferneren 8 Stunden eine Einwirkung nicht mehr bemerkt und das rückständige Gas untersucht. Auf  $15\frac{3}{4}$  CC. angewandten Stickstoffs blieb ein Rest von 16 CC., der beim Glühen mit Kupferoxyd noch eine Spur von Wasserstoff ergab. Vergleicht man mit dieser Beobachtung die außerordentlich kurze Zeit, welche genügt, um einem Gemenge aus Stickstoff und Wasserstoff durch Kupferoxyd auch den letzten Rest an Wasserstoff zu entziehen, so wird man davon absehen, das Zurückbleiben von Wasserstoff im ersteren Falle durch Diffusionsstreben zu erklären. Da ferner die tagelange Berührung der Chlorcalciumstückchen mit dem Gasgemenge das Wassergas vollständig entfernen mußte, so bleibt nur übrig anzunehmen, daß der Stickstoff die Reduktionskraft des Wasserstoffs abschwächt. Diese Ansicht wird noch bestärkt, wenn man einen später zu beschreibenden Versuch in Vergleich zieht, bei welchem aus einem mit bloßem Wasserstoff erfüllten und durch Chlorcalciumstückchen getrockneten Raume alles Wasserstoff nach einigen Stunden durch Hammerschlag fortgenommen war, namentlich aber sprechen zu Gunsten derselben noch die beiden folgenden Vergleichungsversuche, bei denen die Tem-

peratur in der Weise des Hrn. Deville constant erhalten wurde.

Zuerst wurde aus einer rechtwinklig gebogenen, an der einen Seite zugeschmolzenen Glasröhre, in welcher sich Hammerschlag und ein durch Wasser abgesperrtes Volumen atmosphärischer Luft befand, der Sauerstoff des letzteren durch eine Phosphorkugel bei gewöhnlicher Temperatur fortgenommen und nachher  $\frac{3}{4}$  vom Volumen des Stickstoffs an Wasserstoff zugegeben, so daß die Röhre ganz angefüllt war. Hierauf wurde das offene Ende derselben in Quecksilber gebracht und der Inhalt durch Chlorcalciumstückchen, denen wegen etwa vorhandener phosphoriger Säure ein Stück geschmolzenes Kali beigegeben war, 5 Tage lang getrocknet. Der den Hammerschlag einschließende Theil der Röhre war während des ganzen Versuches den Dämpfen von siedendem Schwefel ausgesetzt, so daß seine Temperatur bis genau  $440^\circ$  stieg. Der Druck schwankte wenig um den einer Quecksilbersäule von  $760^{\text{mm}}$ . Von Zeit zu Zeit wurde der Stand des Quecksilbers im Inneren der Glasröhre notirt und dabei folgende Zahlen erhalten.

Zeit der Einwirkung.	Verschwundener Wasserstoff nach Millim. der Glasröhre gemessen.
1. bis 3. Stunde	$12^{\text{mm}}$ , in einer Stunde $4^{\text{mm}}$
3. „ 8. „	$25^{\text{mm}}$ „ „ „ $5^{\text{mm}}$
8. „ $11\frac{1}{2}$ „	$14^{\text{mm}}$ „ „ „ $4^{\text{mm}}$
$11\frac{1}{2}$ „ 14 „	$8^{\text{mm}}$ „ „ „ $1^{\text{mm}}$
14 „ $19\frac{1}{2}$ „	$6^{\text{mm}}$ „ „ „ $1^{\text{mm}}$
$19\frac{1}{2}$ „ $23\frac{1}{2}$ „	$4^{\text{mm}}$ „ „ „ $1^{\text{mm}}$
$53\frac{1}{2}$ „ $26\frac{1}{2}$ „	0.

Jetzt wurde von neuem reiner Wasserstoff zugesetzt, darauf der Hammerschlag auf die Temperatur von  $440^\circ$  gebracht, und nun in derselben Weise wie vorher beobachtet und gefunden.

1. bis 5. Stunde	$14^{\text{mm}}$ , in einer Stunde $3^{\text{mm}}$
5. „ 7. „	$5^{\text{mm}}$ , „ „ „ $2\frac{1}{2}^{\text{mm}}$
7. „ 9. „	$3^{\text{mm}}$ , „ „ „ $1\frac{1}{2}^{\text{mm}}$
9. „ 13. „	$2^{\text{mm}}$ , „ „ „ $\frac{1}{2}^{\text{mm}}$
13. „ 17. „	$2^{\text{mm}}$ , „ „ „ $\frac{1}{2}^{\text{mm}}$
17. „ 28. „	0.

Nachdem so mit Bestimmtheit der Versuch als beendigt angesehen werden konnte, wurde zunächst constatirt, daß der Rückstand an Gas in der Glasröhre genau derselbe war, wie vor der zweiten Zugabe an Wasserstoff und dann dieser Rückstand mit frisch ausgeglühtem Kupferoxyd erhitzt. Es verschwand  $\frac{1}{36}$  vom Volumen des Gases, so daß ebenso wie früher ein nicht oxydirbarer Rest an Wasserstoff angezeigt war. Der Vorsicht halber wurde dieser Versuch noch mit der Abänderung wiederholt, daß Stickstoff in einem anderen Gefäße aus Luft und Phosphor bei Rothglühhitze dargestellt, nachher in die Versuchsröhre gebracht war. Das Quecksilber stieg den früheren Beobachtungen entsprechend in  $2\frac{1}{2}$  Stunden  $8^{\text{mm}}$ , obgleich das Gas nach der Reaction noch mehr als ein Viertel an Wasserstoff enthielt.

Bei dem parallelen Versuche wurde eine rechtwinklig gebogene Glasröhre benutzt, deren offener durch Quecksilber abgesperrter Schenkel länger war, als die Quecksilbersäule des Barometers. Die ganze Röhre war mit Wasserstoff gefüllt, in dem geschlossenen Schenkel lag Hammerschlag, und in dem anderen schwammen auf dem Quecksilber einige Stückchen Chlorcalcium. So ergaben sich bei einer Temperatur des Hammerschlags von  $440^{\circ}$  folgende Veränderungen im Stande des Quecksilbers.

Zeit der Einwirkung	Höhe der inneren Quecksilbersäule	In 1 Stunde gestiegen	Die vorherge- henden Zahlen auf $760^{\text{mm}}$ Druck reducirt
1. Stunde	$23^{\text{mm}}$	$59^{\text{mm}}$	$55^{\text{mm}}$
1. bis $1\frac{3}{4}$	$70^{\text{mm}}$	$52^{\text{mm}}$	$45^{\text{mm}}$
$1\frac{3}{4}$ „ $2\frac{1}{4}$	$115^{\text{mm}}$	$28^{\text{mm}}$	$25^{\text{mm}}$
$2\frac{1}{4}$ „ $2\frac{3}{4}$	$129^{\text{mm}}$	$60^{\text{mm}}$	$45^{\text{mm}}$
$2\frac{3}{4}$ „ $4\frac{1}{4}$	$250^{\text{mm}}$	$88^{\text{mm}}$	$49^{\text{mm}}$
$4\frac{1}{4}$ „ $6\frac{1}{4}$	$410^{\text{mm}}$	$70^{\text{mm}}$	$30^{\text{mm}}$
$6\frac{1}{4}$ „ $7\frac{3}{4}$	$480^{\text{mm}}$	$55^{\text{mm}}$	$18^{\text{mm}}$
$7\frac{3}{4}$ „ $8\frac{1}{2}$	$535^{\text{mm}}$	$80^{\text{mm}}$	$19^{\text{mm}}$
$8\frac{1}{2}$ „ $9\frac{1}{2}$	$615^{\text{mm}}$	$80^{\text{mm}}$	$11^{\text{mm}}$
$9\frac{1}{2}$ „ $10\frac{1}{2}$	$705^{\text{mm}}$	$60^{\text{mm}}$	$3^{\text{mm}}$
$10\frac{1}{2}$ „ 11.	$735^{\text{mm}}$		
11. „ $12\frac{1}{4}$	$751^{\text{mm}}$		
$12\frac{1}{4}$ „ $13\frac{1}{2}$	$751^{\text{mm}}$		

Die Quecksilbersäule stieg beim Erkalten der Röhre um einen geringen Betrag und war nachher 12<sup>mm</sup> niedriger als die des Barometers. Es war also noch ein kleiner Rest an Gas vorhanden, er betrug  $\frac{1}{2}$  CC. bei 43 CC. Inhalt der ganzen Röhre, er blieb beim Erhitzen mit Kupferoxyd unverändert, und war demnach als Stickstoff anzusehen,

In beiden Versuchen sind die zeitweisen Unterbrechungen derselben als nicht wesentlich einflussreich nicht angeführt. Weil die Menge des Wasserdampfs in der Atmosphäre des Hammerschlags nicht zu jeder Zeit gleich war, indem namentlich im Anfang des Versuches durch Verdichtung desselben in der Nähe des Oxyds mehr davon vorhanden war, so kann die Ungleichmäßigkeit im Verschwinden des Wasserstoffs nicht auffallen. Dieselbe ist indessen nicht so groß, um nicht mit Bestimmtheit erkennen zu lassen, dass erstens mit der Zunahme des Stickstoffs im Gemenge desselben mit Wasserstoff die Oxydation des letzteren erschwert ist, und dass zweitens die Oxydation des reinen Wasserstoffs ungleich lebhafter erfolgt als die des mit Stickstoff beladenen. Die Schwierigkeit der Diffusion und so die Entfernung des Wasserdampfs war im zweiten Versuche nach der Form des Apparats eine größere, indem hier die Glasröhre bei 95 Centim. Länge, 9 Mm. Weite hatte, während im ersteren Falle die Dimensionen 45 Cent. und 11 Mm. betrugen. Trotzdem steigt in der weiteren Röhre des Quecksilbers im Laufe einer Stunde im Maximum um 5<sup>mm</sup>, während der Minimalbetrag des Steigens in der engeren Röhre in derselben Zeit zu 28<sup>mm</sup> sich ergibt. Stickstoff erschwert also die Oxydation des Wasserstoffs, und zwar wächst nach der vorletzten Versuchsreihe die Schwierigkeit der Oxydation mit der Menge des Stickstoffs. Gemenge von Wasserstoff und Kohlensäure ergaben bei der leichten Zersetzbarkeit der letzteren keine übereinstimmenden Resultate.

Dagegen erwies sich der elementare Quecksilberdampf, der gleichzeitig wegen seines hohen spezifischen Gewichtes eine Aufklärung über die Frage, ob hier eine mechanische

Anziehung vorliegt, erwarten liefs, für den in Rede stehenden Versuch durchaus geeignet. In einer etwas gebogenen und beiderseits zugeschmolzenen Glasröhre befand neben Wasserstoff sich an der einen Seite Chlorcalcium und an der andern schräg nach oben gehaltenen Hammerschlag und Quecksilber. Indem die letztere erhitzt wurde, verdampfte das Quecksilber, verdichtete sich weiter oben und floss dann zurück, so dafs ein fortwährender Regen von Quecksilbertropfchen auf die obere Glaswandung oberhalb des die Röhre umhüllenden Drahtnetzes aufschlug. Es wurde 7 Stunden lang wie gewöhnlich mit einer einfachen Spirituslampe erhitzt, und nachher bei einem Röhreninhalt von 28 CC. nur ein geringer Rückstand an Gas gefunden, der beim Glühen mit Luft keine Spur von Wasserstoff erkennen liefs.

Als bei einem folgenden Versuche in demselben Sandbade zwei rechtwinklig gebogene Glasröhren erhitzt wurden, in deren einer Hammerschlag mit Wasserstoff und Quecksilberdampf, in der anderen mit Wasserstoff allein in Berührung stand, zeigte sich bei beiden gleichzeitig die beginnende Einwirkung.

Hammerschlag mit vielem Quecksilberdampf in Berührung und der Temperatur des siedenden Schwefels ausgesetzt, oxydirte den Wasserstoff sehr lebhaft, das absperrende Quecksilber stieg in einer Stunde 25 und 30<sup>mm</sup>, nahezu ebenso schnell, als bei Anwendung unvermengten Wasserstoffs, obgleich das Verdampfen des immer wieder dem Hammerschlag zufließenden Quecksilbers viele Wärme fortnahm. Quecksilberdampf übt also auf reducirenden Wasserstoff durchaus keinen hinderlichen Einfluss aus.

Um die Veränderung, welche der Wasserstoff durch andere Gase erfährt, zu beurtheilen, erschien es wichtig, sein Verhalten zu Eisenoxyduloxyd zu beobachten, wenn er frei von jeder Beimengung in Anwendung gebracht wurde. Schon in der ersten Abhandlung sind dahingehende Versuche mitgetheilt, welche zu dem Ergebnifs führten, dafs Hammerschlag aus einer mit Wasser aufsaugendem Chlor-

calcium versehenen, zugeschmolzenen Glasröhre in kurzer Zeit allen Wasserstoff bis auf einen kleinen Rest entfernt. Obwohl der Einfluss auf diese Weise schlagend dargethan war, so galt es doch noch festzustellen, ob bei Abwesenheit von Wasserdampf der Wasserstoff vollständig aus einem abgeschlossenen Raume fortgenommen werden könnte. Zu dem Ende wurde der vorhergehend erwähnte Versuch zweimal mit der Abweichung wiederholt, dass im ersten Falle 18, im zweiten 15 Stunden lang erhitzt wird. Jedesmal blieb ein kleiner Rest — zuerst von  $\frac{1}{2}$  CC. bei 37 CC. Röhreninhalt, — doch war in den Rückständen weder durch Glühen mit Luft, noch mit Kupferoxyd eine Spur Wasserstoff nachzuweisen. Genau zu demselben Resultate hatte der oben beschriebene Versuch, bei welchem in einer durch Quecksilber abgesperrten Glasröhre Wasserstoff mit Hammerschlag in Gegenwart von Chlorcalciumstückchen erhitzt wurde, geführt, indem das Quecksilber nahezu zur Barometerhöhe anstieg. Für Hammerschlag ist demnach bei der angewandten Temperatur die Verdünnung des Wasserstoffs kein Hindernis, um denselben gänzlich aus einem abgeschlossenen Raume aufzunehmen. Die Annahme des Hr. Deville, dass die Tension des Wasserstoffs ein wesentlicher Factor für die in Rede stehende Erscheinung ist, hat nach dem beobachteten Fortgange der Oxydation des Wasserstoffs bis zu dessen völligem Verschwinden wenig Wahrscheinlichkeit für sich. Nimmt doch die absolute Menge des oxydirten Wasserstoffs erst erheblich ab, nachdem der Druck auf  $\frac{1}{2}$  des Atmosphärendrucks gefallen ist. Diese Abnahme aber könnte man darauf zurückführen, dass das Chlorcalcium aus dem größeren Raume den hinderlichen Wasserstoff verhältnissmässig weniger schnell fortnimmt.

Zur weiteren Erforschung der Wirkung des Wasserdampfs wurde sein Verhalten gegen Kohlenoxydgas geprüft.

Nach Despretz <sup>1)</sup> zeigen Kohlensäure und Kohlenoxyd mit Eisen erhitzt eine ähnliche Einwirkung wie Wasserdampf und Wasserstoff. Um nun zunächst einen Anhalt

1) *Ann. de chim. et de phys.* t. 43, p. 422.

zu gewinnen für die Zersetzbarkeit des Hammerschlags durch ein Gemenge beider Gase, wurde in einer durch Quecksilber abgesperrten Glasröhre beim Druck einer Atmosphäre Kohlenoxyd mit Hammerschlag über der Spirituslampe erhitzt und alles vorhandene Wasser durch auf dem Quecksilber schwimmendes Chlorcalcium entfernt. Nach 33 $\frac{1}{2}$  stündigem Erhitzen wurde das gebildete Gas untersucht und in 37 CC. desselben 22 CC. Kohlensäure und 15 CC. Kohlenoxyd gefunden, ein beträchtlicher Theil des letzteren wird demnach durch die Anwesenheit der Kohlensäure der Oxydation des Hammerschlags entzogen. Jetzt wurde Hammerschlag und Kohlenoxyd in einer zugeschmolzenen Glasröhre, welche außerdem ein Stückchen Kali und überschüssiges Wasser enthielt, der gewöhnlich angewandten Temperatur ausgesetzt. Das Kali entfernte so die gebildete Kohlensäure und das Kohlenoxydgas kam durch Wasserdampf verdünnt mit dem Oxyduloxyd in Berührung. Als die Glasröhre unter Quecksilber aufgebrochen wurde, ergaben sich bei 21 CC. Inhalt; 3 $\frac{1}{4}$  CG. Rest. Auch bei fünf anderen Versuchen, in welchen bis 17 Stunden erhitzt wurde, blieb ein ähnlicher Rückstand, der dem bei Anwendung von Wasserstoff beobachteten ziemlich gleich war. Als jedoch die Rückstände im Eudiometer analysirt wurden, fand sich, daß dieselben nicht aus reinem Kohlenoxydgas bestanden, sondern ein Gemenge bildeten von diesem und von Wasserstoffgas. Auf ein Volumen Kohlenoxyd wurden bald drei Volumen Wasserstoff, bald mehr, bald weniger nachgewiesen. Es hatte sich also durch Wechselwirkung des zuerst durch Kohlenoxydgas gebildeten Eisens und des vorhandenen Wasserdampfs Wasserstoff gebildet und den übrigen Gasen beigemengt. Die völlige Oxydation des Kohlenoxyds wird demnach entweder durch Wasserdampf oder durch Wasserstoff oder durch beide vereint verhindert werden, jedenfalls im vorliegenden Fall durch andere Gase, als Kohlensäure, welche von dem in die Glasröhre eingeschlossenen Kali vollständig aufgenommen war, wie durch Prüfung des über Quecksilber gesammelten Gasrückstandes festgestellt wurde.

Da jedoch möglicher Weise für Kohlenoxydgas die bloße Verdünnung das Hinderniß der Oxydation durch Hammerschlag seyn konnte, so war wie vorher für Wasserstoff noch zu ermitteln, ob bei Entfernung aller anderen Gase ein Rest von Kohlenoxyd in der Gasröhre zurückbleiben würde. Zu diesem Zwecke wurde Hammerschlag mit Kohlenoxyd in einer zugeschmolzenen Glasröhre erhitzt, während Stückchen von Kali und Chlorcalcium die Kohlensäure und das Wasser entfernten. Kali allein zum Ausaugen der Kohlensäure und zum Austrocknen anzuwenden, erwies sich weniger zweckmäfsig, weil das Wasser von demselben nur langsam aufgenommen wird. Nach 17 stündigem Erwärmen wurde ein Rest von  $\frac{7}{10}$  CC. bei einem Röhreninhalt von 24 CC. gefunden. Dieser Rest zeigte nur eine Spur Kohlenoxyd, das Uebrige wurde als ein Residuum der an dem Hammerschlag, dem Kali und Chlorcalcium adhärirenden Luft angesehen. Zunächst war aus dem gewonnenen Resultate zu folgern, dafs die Verdünnung des Kohlenoxydgases seine Oxydation durch Hammerschlag bei der angewandten Temperatur nicht verhindert. Dann liefs sich für die vorhergehenden Versuche noch ein wesentlicher Rückschlufs ziehen. Da nämlich in einem gewissen Stadium des Prozesses metallisches Eisen neben Wasserdampf vorhanden ist, so mufs sich nach der früheren Erfahrung Wasserstoff bilden und dem Kohlenoxyd beimengen. Schliesslich sind jedoch beide Gase verschwunden, also können sich diese gegenseitig nicht hindern, und daraus ergibt sich, dafs der Rückstand an oxydirbaren Gasen in den erwähnten früheren Versuchen der Wirkung des Wasserdampfs allein zuzuschreiben ist.

Gleich dem Wasserstoff wurde Kohlenoxydgas mit Stickstoff vermengt, der oxydirenden Wirkung des Hammerschlags ausgesetzt, indem in einer rechtwinklig gebogenen Glasröhre, deren offenes Ende durch Quecksilber abgesperrt war, die genannten Stoffe mit Stückchen von Kalihydrat und Chlorcalcium zusammengebracht waren. Nach  $10\frac{1}{2}$  stündigem Erhitzen war noch ein Drittel von dem Volumen des

Stickstoffs an Kohlenoxydgas vorhanden. Bei einer Wiederholung dieses Versuchs wurde mit 7 maliger Unterbrechung 54 Stunden erhitzt, während der Druck von 1 Atmosphäre constant erhalten war. In den letzten 4 Stunden war der Stand des Quecksilbers vollständig unverändert geblieben, und doch wurde noch  $\frac{1}{12}$  vom Volumen des Stickstoffs an Kohlenoxydgas nachgewiesen. Da nach dem Früheren ein 17 stündiges Erhitzen von Kohlenoxyd und Hammerschlag in einer zugeschmolzenen Röhre das Kohlenoxydgas bis auf eine Spur verschwinden läßt, so ist die hemmende Wirkung des Stickstoffs durch den letzten Versuch sehr nahe gelegt.

Um endlich einen Einblick zu gewinnen in die Wirkung der verschiedenen Oxyde des Eisens auf Wasserstoff, wurden noch einige Versuche ausgeführt, welche zur leichteren Vergleichung mit den mit Hammerschlag und Magneteisenstein angestellten, die Methode der beiderseits zugeschmolzenen Glasröhren angewandt war.

Wie schon in der ersten Abhandlung von mir angegeben, nimmt durch Fällung erhaltenes amorphes Eisenoxyd aus einem Gemenge von Wasserstoff und Wasserdampf allen Wasserstoff fort. Krystallisirter Eisenglanz dagegen in einer mit Drahtnetz umwickelten Glasröhre durch eine einfachen Spirituslampe mehrere Stunden lang erhitzt, nimmt durchaus keinen Wasserstoff auf, selbst durch Chlorcalcium vollständig getrockneten nicht, erst über dem Bunsen'schen Brenner erfolgt langsam die Oxydation des Wasserstoffs. Faseriges Rotheisenerz dagegen wird bei der Temperatur der einfachen Spirituslampe reducirt. In zwei zugeschmolzenen Glasröhren von  $9\frac{1}{2}$  Zoll Länge blieb nach 4 und nach 3 stündigem Erhitzen jedesmal ein Rest von  $\frac{1}{2}$  Zoll an Wasserstoff. Nach dem Einschluss von Chlorcalcium in die Glasröhre blieb nach 4 stündigem gar kein Rest von Wasserstoff. Da sich für Eisenglanz die Steigerung der Temperatur für die Oxydation so förderlich gezeigt, so wurde Magnet-eisen von Reichenstein, das nach früheren Beobachtungen

aus einem abgeschlossenen Raume selbst trockenen Wasserstoff in 37 Stunden noch nicht ganz entfernt, über einer Spirituslampe mit sehr großer Flamme erhitzt, und in der That war jetzt der Wasserstoff nach 8 Stunden bis auf einen geringen Rest verschwunden. Die ersten Versuche über die Wirkung von Wasserdampf auf metallisches Eisen wurden schliesslich noch mit Anwendung beiderseits abgeschlossenen Glasröhren wiederholt. In einer mit feuchtem Wasserstoff gefüllten Glasröhre fand sich an einem Ende durch Wasserstoff reducirtes Eisen, und am anderen Kupferoxyd.

An beiden Stellen wird durch eine Spiritusflamme erwärmt, und so reducirt sich das Kupferoxyd, indem das Eisen oxydirt wird. Nachdem dieser Prozess einige Stunden fortgesetzt war, wurde die unter dem Kupferoxyd angebrachte Flamme entfernt, während die zweite noch eine Stunde länger brannte. Die 8 Zoll lange Glasröhre ergab so nach  $3\frac{1}{2}$  Stunden einen Rest von  $\frac{3}{4}$  Zollen Wasserstoff, und genau dasselbe Residuum wurde erhalten, als in einer ebenfalls 8 Zoll langen Glasröhre ein Theil von jenem Oxyduloxyd 15 Stunden lang mit Wasserstoff erhitzt wurde. Als in derselben Weise Hammerschlag und Kupferoxyd in eine abgeschlossene mit Wasserstoff gefüllte Röhre gebracht und dann der Wasserstoff durch Erwärmen des Kupferoxyds entfernt wurde, zeigte sich nach 7 stündigem Erhitzen des Hammerschlags nur ein unbedeutender Rest an Gas, folglich wird durch dieses Oxyduloxyd bei der angewandten Temperatur kein Wasser zersetzt. Wird jedoch erst der Hammerschlag erhitzt, nachher der Rest an Wasserstoff durch Kupferoxyd entfernt und dann wieder der Hammerschlag erwärmt, so ist nun hinreichend metallisches Eisen vorhanden, und es bildet sich durch Zersetzung des Wasserdampfs von neuem so viel Wasserstoff als der früher gefundene constante Rest betrug. Dieser Versuch zeigt die Wechselwirkung von Wasserstoff und Wasserdampf in besonders deutlicher Weise.

## Erklärung der Erscheinung.

Weil bei dem hier vorliegenden Prozesse chemische Verbindungen der wirksamen Substanzen Wasserstoff und Wasserdampf nicht zu erkennen sind, so glaubte man durch mechanische Anziehung die chemische Kraft derselben paralysirt annehmen zu können. Dieser Auffassung trat ich zunächst bei, als ich die Beobachtung gemacht hatte, daß aus einem abgeschlossenen Raume durch Eisenoxyduloxyd aller Wasserstoff entfernt wird, wenn durch eingeschlossenes Chlorcalcium der beigemengte Wasserstoff aufgenommen wird. Bei weiterer Verfolgung der Frage war ich indessen genöthigt meine Ansicht zu ändern. Handelt es sich nämlich hier um eine reine Massenanziehung, so mußte der Wasserstoff um so wirksamer werden, je größere Gewichtsmengen indifferenten Gase mit demselben gemischt waren, ganz unabhängig von der stofflichen Natur jener Gase. Nun ergibt die Beobachtung eine Erschwerung und auch vollständige Behinderung der Oxydation des Wasserstoffs durch Stickstoff wie durch Wasserdampf; aber vergleicht man die Gewichte gleich wirksamer Mengen von Stickstoff und von Wasserdampf, so findet man das des ersteren ungleich beträchtlicher. Nimmt man hinzu, daß der durch hohes spezifisches Gewicht ausgezeichnete Quecksilberdampf sogar auf Wasserstoff durchaus keinen merklichen Einfluß auszuüben vermag, so ergibt sich die Unhaltbarkeit jener Hypothese mit vollkommener Bestimmtheit. Weil demnach der hier sich geltend machende Einfluß fremder Gase sich entschieden von der Qualität der letzteren abhängig zeigt, so wird man darauf geführt, eine chemische Kraft als die Ursache desselben anzusehen, indem die Umstände auf keine andere speziell hinweisen. Zwar steht die Adhäsion bei festen und flüssigen Körpern in einer ähnlichen Abhängigkeit von der Qualität der sich berührenden Stoffe, indessen erscheint bei der gegenseitigen Durchdringung der gasförmigen Körper für die in Rede stehenden Gemenge, deren Bestandtheile veränderte chemische Eigenschaften erkennen lassen, die Annahme einer losen chemischen Verbindung,

wie sie Berthollet für alle Gasmenge wollte, zutreffender zu seyn.

Obschon in der zweiten der oben citirten Abhandlungen aus den Beobachtungen bei der Oxydation des Wasserstoffs durch Magneteisenstein gefolgert ist, dass die Verdünnung allein die Verbindungskraft desselben abschwächen kann, so beweisen doch mehrere Versuche mit isolirtem Wasserstoff wie mit Gemengen aus Wasserstoff und Quecksilberdampf durch das vollständige Verschwinden des Wasserstoffs, dass für die vorliegende Frage die Verdünnung nicht von entscheidendem Einfluss ist. Dieser liegt in der Wirkung des Wasserdampfs.

Die Einwirkung des Wasserdampfs und Wasserstoffs aufeinander lassen nun doch noch zweierlei Deutung zu, deren keine durch die bis jetzt bekannten Thatsachen ausgeschlossen ist. Entweder wird die Wirkungsfähigkeit des Wasserstoffs allein aufgehoben oder gleichzeitig auch die des Wasserdampfs. In beiden Fällen ist die Verwandtschaft des Sauerstoffs zum Eisen grösser, als zum Wasserstoff anzunehmen, nach der ersten Ansicht wird Wasserdampf unbegrenzt durch Eisen zersetzt, das gebildete Oxyd jedoch wird von dem Augenblick an, wo der Wasserstoff durch den Wasserdampf nicht mehr paralysirt ist, wieder in metallisches Eisen übergeführt, und so nimmt von da ab die Quantität des freien Wasserstoffs nicht mehr zu.

Nach der zweiten Ansicht ist die Fähigkeit des Wasserdampfs, an Eisen seinen Sauerstoff abzugeben, durch eine bestimmte Menge gleichzeitig vorhandenen Wasserstoffs aufzuheben, und so wie die Gränze erreicht ist, hört die freiere Entwicklung von Wasserstoff auf; das vorhandene Quantum des letzteren wird durch den Wasserdampf vor Oxydation geschützt, und so bilden die beiden Gase eine Atmosphäre von unveränderlicher Zusammensetzung. Das Verhalten des Stickstoffs zu Wasserstoff und Kohlenoxydgas, ebenso des Wasserdampfes zu Kohlenoxydgas beweist, dass die Anziehung sich nicht auf Wasserstoff oder Kohlenoxyd und ihre Oxydationsproducte beschränkt — sondern

eine allgemeiner — freilich nicht unbegrenzt unter den Gasen — verbreitete Erscheinung ist. Damit stimmen auch die Erfahrungen von Bunsen <sup>1)</sup> überein, der aus seinen Untersuchungen über die Entzündung eines Gemenges aus explosiven und aus sich nicht verbindenden Gasen den Schluss zieht: »dafs die Entzündungstemperatur eines Gasgemisches je nach der substantiellen Natur der vorhandenen, nicht selbst an der chemischen Verbindung theilnehmenden Gemengtheile veränderlich ist.«

Hr. Deville hat durch eine gröfsere Zahl sorgfältiger Messungen das Verhältnifs der Spannkkräfte des Wasserdampfs und Wasserstoffs in solchen Gemengen, die sich sowohl gegen Eisen, wie gegen sein Oxyduloxyd bei einer bestimmten Temperatur constant erweisen, festgestellt. Die Spannkraft des Gemenges war dabei durch ein Manometer bestimmt, die des Wasserdampfs aus der Temperatur einer mit dem Apparat communicirenden Wassermenge, welche kälter war als alle anderen Theile desselben. Indem nun Hr. Deville dieses Wasser verschiedene Temperaturen annehmen läfst, erhält er verschiedene Dampfspannungen, und er kann so die denselben entsprechenden Tensionen des Wasserstoffs ermitteln. Er vergleicht dann die für dieselbe Temperatur des mit dem feuchten Wasserstoff in Berührung stehenden und erhitzten Gemenges von Eisen und Eisenoxyduloxyd gefundene Spannung des Wasserstoffs mit der des gleichzeitig vorhandenen Wasserdampfs, und es ergibt sich, dafs die Tension des Wasserstoffs mit der Tension des Wasserdampfs wächst, jedoch keineswegs derselben einfach proportional ist. Hr. Deville führt darauf weiter aus, dafs man hier das Verhältnifs der Tensionen für das Verhältnifs der Massen setzen könne und gelangt so zu dem Schluss, dafs die Einwirkung der Gase als ihren Mengen proportional nicht anzusehen sey. Bei der beschriebenen Einrichtung des Apparats erscheint mir indessen die Spannkraft der Wasserdämpfe nicht gleichzeitig mit der des Wasserstoffs für die beziehlichen Gewichte gesetzt werden

1) Bunsen, gasometrische Methoden S. 266.

zu können. Die Spannkraft des Wasserstoffs wächst in gleichem Verhältniß mit seinem spezifischen Gewicht, die des Wasserdampfs aber nicht. Man müßte deshalb für letzteren das Verhältniß der Dichtigkeiten zu Grunde legen. Dieselben sind freilich experimentell nur für einzelne Temperaturen ermittelt, und man nimmt sie gewöhnlich, indem man die Dichte der Luft von gleicher Temperatur und gleicher Spannkraft mit 0,6225 multiplicirt, eine Regel, deren Zulässigkeit bis auf gewisse Fehlergrößen, von Regnault constatirt ist. Läßt man also diese — immerhin ziemlich zuverlässigen — Zahlen gelten, und berechnet daraus die Tension des Wasserstoffs, so findet man Werthe, die durchweg besser mit den Beobachtungen des Hrn. Deville übereinstimmen, als die von ihm nach der Tension des Wasserdampfs berechneten Zahlen. Man kann das leicht aus der folgenden Zusammenstellung der verschiedenen Zahlen constatiren.

Temperatur des Eisens und des Oxyduloxys	Temperatur des Wassers	Tension des Wasserdampfs	Dichte des Wasserdampfs	Gefundene Tension des Wasserstoffs	Tension des Wasserstoffs aus der Tension des Wasserdampfs berechnet	Tension des Wasserstoffs aus der Dichte des Wasserdampfs berechnet
{ 200°	0°	4,6 <sup>mm</sup>	0,00000489	58,9		
{ 200	10,8°	9,7	0,00000987	195,3	214,8	193,6
{ 360	0			40,4		
{ 360	10,6	9,5	0,00000579	76,3	83,4	80,4
{ 440	0			25,8		
{ 440	11,5	10,1	0,00001030	57,9	56,6	54,5
{ 860	0			12,8		
{ 860	15,4	13,0	0,00001312	23,9	36,8	34,3
{ 1040	0			9,2		
{ 1040	15,0	12,7	0,00001281	19,1	25,4	24,1
{ 1600	0			5,1		
{ 1600	19	16,3	0,00001626	11,7	35,1	17,0

Auch so zeigen sich noch erhebliche Abweichungen, die vielleicht auf die Ungenauigkeit der Zahlen für die Dichte des Wasserdampfs nicht allein zurückzuführen sind, sondern

daher stammen, daß die Wirkungen der Massen nicht proportional sind. Sollten weitere Versuche ergeben, daß die Wirkung des Wasserdampfs nicht gleichmäßig mit der Menge desselben, sondern stufenweise zunimmt, so könnte das die Ansicht von einer losen Verbindung zwischen Wasserstoff und Wasserdampf durch die Analogie mit den Verbindungen zweier Stoffe nach verschiedenen aber bestimmten Gewichtsverhältnissen nur noch bestärken.

Während meine Versuche bloß bewiesen, daß das Verhältniß von Wasserstoff und Wasserdampf constant ist, wenn die Temperatur sich nicht ändert, hat Hr. Deville die Abhängigkeit jenes Verhältnisses von der Temperatur genau festgestellt und auf diese Weise ermittelt, daß mit zunehmender Temperatur die Menge des Wasserstoffs in dem unwirksamen Gemenge beider Gase abnimmt.

Zum Schluß sey nun das Hauptresultat meiner Untersuchung noch in folgenden Sätzen zusammengefaßt:

1) Ein Gemenge von Eisen und Eisenoxyduloxyd in einer Atmosphäre aus Wasserdampf und Wasserstoff oder aus Kohlensäure und Kohlenoxydgas bei einer bestimmten Temperatur erhitzt, ruft ein constantes Verhältniß der Gase hervor und wird nachher von denselben nicht mehr verändert.

2) Die Einwirkung der nicht nachweisbar sich chemisch verbindenden Gase auf einander ist eine allgemeinere Erscheinung.

3) Die Wirkung verschiedenartiger beigemengter Gase ist nicht einfach von ihrem specifischen Gewicht abhängig, sondern sie ändert sich mit der stofflichen Natur derselben.

VII. *Ueber die Verwendung des übermangansauren Kali in der galvanischen Batterie;*  
*von J. H. Koosen.*

Die merkwürdigen Eigenschaften des übermangansauren Kali, durch welche dasselbe in den letzten Jahren eine so hohe Bedeutung für die Medicin und Chirurgie erlangt hat, beruhen auf dem Reichthum dieses Salzes an Sauerstoff, und der Leichtigkeit, mit der es einen großen Theil dieses Sauerstoffs an organische und unorganische Körper abgibt.

Diese letztere Eigenthümlichkeit des mangansauren Salzes veranlafte mich zu untersuchen, in wie weit es im Stande sey, die Salpetersäure in der Grove'schen Platinbatterie zu ersetzen; und war ich erstaunt zu finden, dafs die auf diesem Wege entwickelte elektromotorische Kraft diejenige der Grove'schen Kette bedeutend übertrifft.

Aus mehr als hundert Messungen, welche ich an einer großen Anzahl auf die verschiedenste Weise mit Benutzung dieses Salzes construirter Elemente machte, ergab sich die elektromotorische Kraft: Platin in Lösung von übermangansaurem Kali mit  $\frac{1}{30}$  Schwefelsäure versetzt, und amalgamirtes Zink, in verdünnter Schwefelsäure, zwischen 1,9 und 2,2 (Daniell = 1 gesetzt). Diese Messungen waren nach der Methode der Einschaltung bekannter Widerstände gemacht, und gaben eine desto gröfsere Zahl für die elektromotorische Kraft, je schwächer die entstandenen Ströme waren, ein Zeichen, dafs bei starken Strömen und nicht concentrirter Lösung des Mangansalzes ein Rest von Polarisation am Platin auftritt. Wenn der Strom durch eingeschalteten Widerstand so abgeschwächt wurde, dafs gegen diesen Widerstand der eigene Widerstand des Elements zu vernachlässigen war, so ergab die Vergleichung eines derartigen Elementes mit einem Daniell'schen von ähnlichem eigenem Widerstande an einer multiplicirenden Tangentenbussole für ersteres immer nahezu die elektromotorische Kraft 2,1.

Mittelst einer anderen, gleich zu beschreibenden, gröfser Zuverlässigkeit fähigen Methode, das Verhältnifs der elektromotorischen Kräfte zweier Elemente zu bestimmen, fand ich den Werth für die Kraft der Mangancombination genau gleich 2,0.

Als Probe für die Richtigkeit dieser Bestimmung machte ich folgenden Versuch: Es wurden zwei frische, stark geladen eDaniell'sche Elemente und ein Manganelement hintereinander aufgestellt und durch die Tangentenbussole geschlossen, jedoch so, dafs die elektromotorischen Kräfte der Daniell's der Kraft der Mangancombination entgegen wirkte; auf den Metallring der Tangentenbussole waren 44 Windungen Kupferdraht gewunden, durch welche der Strom des Elementes ging: Es fand keine Ablenkung statt, nur zuweilen glaubte ich eine Ablenkung von  $1^\circ$  zu Gunsten des Manganelements wahrzunehmen, während jedes der Daniell'schen Elemente *allein* durch die Tangentenbussole geschlossen, eine Ablenkung von  $71^\circ$ , das Manganelement allein eine solche von  $85^\circ$  bewirkte. Dieser Versuch läfst keinen Zweifel darüber, dafs die elektromotorische Kraft der Mangancombination genau das Doppelte der Daniell'schen Kette ist.

Die eben erwähnte Methode zur Vergleichung der elektromotorischen Kräfte zweier Combinationen besteht im Folgenden. Man schließt die beiden Elemente hintereinander durch eine Tangentenbussole, einmal so, dafs sich ihre elektromotorischen Kräfte addiren, das andere Mal durch Umkehrung der Pole des einen Elements so, dafs sich die betreffenden Kräfte subtrahiren; wenn man nun die Tangenten der beiden so erhaltenen Ablesungswinkel addirt und diese Summen durch die Differenz derselben Tangenten dividirt, so erhält man die Zahl, welche das Verhältnifs der beiden elektromotorischen Kräfte ausdrückt. Diese Methode ist deshalb so zu empfehlen, weil beide Beobachtungen bei genau denselben Widerständen gemacht werden, man also nicht von der Unzuverlässigkeit in dem Maafse eingeschalteter Widerstände abhängig ist.

Die Werthe beider Ablesungen sind allerdings im Allgemeinen sehr verschieden, mithin auch die Stromstärken; wenn man daher mit inconstanten Elementen experimentirt und fürchtet, daß durch den verschiedenen Stromwerth die Polarisation, mithin auch die elektromotorische Kraft zwischen beiden Versuchen verändert werden könnte, so schaltet man einen beliebig großen Widerstand (für beide Ablesungen natürlich denselben) ein und man wird, wenn man nur eine hinreichend empfindliche und zuverlässige Tangentenbussole hat, diese Fehlerquelle ganz eliminiren können.

Nach dieser Methode wurde von mir die elektromotorische Kraft der Mangancombination genau gleich 2,0 gefunden; ich bestimmte auf diese Weise ebenso die Kraft einer mit käuflichen aber schwachen Salpetersäure geladenen Grove'schen Kette = 1,58; dieselbe mit achtfach verdünnter Säure = 1,41; dieselbe mit vierzigfach verdünnter Salpetersäure = 1,34. Man sieht also, daß die von der elektrochemischen Zersetzung der Salpetersäure hervorgerufene elektromotorische Kraft ganz von dem Concentrationszustand der Säure abhängt; daher die schwankenden Angaben der Physiker über die Kraft der Grove'schen und Bunsen'schen Kette. Ganz anders verhält sich das Platin, wenn es durch Lösung von übermangansaurem Kali erregt wird; die elektromotorische Kraft bleibt immer dieselbe, welches auch die Concentration der Lösung seyn mag; ein Tropfen Chämäleonlösung in die Thonzelle gebracht, in welcher sich das Platin in angesäuertem Wasser befindet, ruft augenblicklich die große elektromotorische Kraft dieser Substanz hervor, welche ebenso schnell wieder verschwindet, sobald durch den entstandenen Strom die in der unmittelbaren Nähe des Platins befindlichen Flüssigkeitstheile alle Manganlösung verloren haben. Diese Eigenschaft, bei jedem Grade der Concentration mit derselben elektromotorischen Kraft zu wirken, kommt übrigens auch dem Kupfervitriol in der Daniell'schen Kette und wahrscheinlich allen Metallsalzen zu, während das entgegengesetzte Verhalten der Salpetersäure, worauf ich später noch zurückkommen werde, wahrscheinlich

in einer Spaltung der elektrochemischen Wirkung des galvanischen Stromes zwischen der Säure und dem Wasser seinen Grund hat.

Die Sicherheit, mit der man bei der Mangancombination auf das augenblickliche Eintreten ihrer grossen elektromotorischen Kraft rechnen kann, giebt dieser Kette für den Physiker, wie für die praktische Anwendung des galvanischen Stromes, einen grossen Werth. Nachdem wir über die elektromotorische Kraft der Kette im Reinen sind, bleibt noch übrig, ein Wort über ihren inneren Leitungswiderstand zu sagen. Wenn man, wie oben erwähnt, in die Platinzelle zur Manganlösung etwa  $\frac{1}{30}$  bis  $\frac{1}{40}$  Schwefelsäure hinzusetzt, das amalgamirte Zink in zehnfach verdünnte Schwefelsäure stellt, so läßt sich daraus einsehen, daß diese Kette ungefähr denselben inneren Widerstand wie die Grove'sche und Bunsen'sche Kette darbietet; ich habe aber ein einfaches Mittel gefunden, dieser Kette einen geringeren inneren Widerstand zu geben, als ihm irgend eine andere der bekannten Combinationen darbietet; dies Mittel besteht in der Weglassung der Thonzelle und Hinzufügung einer gleich zu beschreibenden Vorkehrung, die directe Berührung von Platin und Zink im Elemente zu verhindern; das amalgamirte Zink scheint selbst durch eine concentrirte Lösung von übermangansaurem Kali in Verbindung mit Schwefelsäure nicht wesentlich angegriffen zu werden. Ein solches Element mit einem Zinkeylinder von 7 Centim. Durchmesser und 12 Centim. Höhe bringt einen Platindraht von 0<sup>mm</sup>,35 Durchmesser zum Weissglühen; dünnere Platindrähte werden sogleich geschmolzen.

Wir kommen nun zu der Discussion der wichtigsten Eigenschaft eines galvanischen Elementes, wenn es für den Physiker wie für die technische Anwendung die Anforderungen überbieten soll, welche die uns bisher bekannten galvanischen Combinationen erfüllen: die Constanz des Stromes: und in dieser Beziehung habe ich viele Schwierigkeiten zu überwinden gehabt, ehe ich eine genügende Construction der Kette ausfindig machen konnte.

Obwohl ich über die Bedingungen, unter welchen eine gleichmäßige Ausdauer des Stromes zu erwarten ist, im Allgemeinen klar bin, so treten doch unter gewissen Umständen manche räthselhafte Erscheinungen auf, über deren Natur erst eine ausgebreitete Benutzung dieser merkwürdigen Kette Aufschluss zu liefern im Stande seyn wird.

Ohne erst näher auf die vielfältigen Constructionen des Manganelements, welche ich untersucht habe, einzugehen, will ich nur diejenigen beschreiben, welche sich mir für die verschiedenen Benutzungsweisen des galvanischen Stromes als die brauchbarste herausgestellt haben.

Die erste Bedingung, unter welcher das übermangansaure Kali in Berührung mit Platin seine elektromotorische Kraft entwickelt, ist die Anwesenheit einer starken Säure, also namentlich der Schwefelsäure, und ich habe gefunden, daß der Zusatz von  $\frac{1}{20}$  bis  $\frac{1}{15}$  concentrirter Schwefelsäure zur ebenfalls concentrirten Manganlösung einen constanten Strom liefert. Die Schwefelsäure zersetzt hiebei das übermangansaure Kali in Sauerstoff, welcher zum Zink geht, in Kali, welches mit Schwefelsäure verbunden in der Flüssigkeit gelöst bleibt, und in Manganoxydhydrat, welches als schwarzes Pulver allmählich zu Boden sinkt.

Für jedes auf galvanischem Wege gelöste Atom Zink muß auch in dieser Kette Ein Atom Kali frei werden; daher wird hier die doppelte Menge Schwefelsäure consumirt als in jeder anderen galvanischen Combination; also ist für die Anwesenheit einer hinreichenden Menge Säure jedenfalls Sorge zu tragen.

Das Kali *hypermang. cryst. pur.* ist in Wasser nur schwer löslich (nach Mitscherlich erfordert 1 Th. Salz bei 15° C. 16 Th. Wasser); die Lösung dieses Salzes hat außerdem die Eigenschaft, in Wasser zu Boden zu sinken, ohne im Geringsten zu diffundiren. Wenn man daher aus einem Elemente einen Strom entwickelt von der Stärke, um einen Platindraht weißglühend zu erhalten, so kann die hiezu erforderliche Menge Uebermangansäure nur dann frei werden, wenn Platin und Manganlösung in einer sehr

großen Oberfläche mit einander in Berührung stehen, wenn ferner der Flüssigkeit die Möglichkeit freier Beweglichkeit gelassen, dieselbe also nicht vom Platin ganz eingeschlossen wird. Ist dies nicht der Fall, so werden bei starkem Strome die dem Platin zunächst liegenden Theile der Flüssigkeit bald von ihrem Mangansäuregehalt befreit, und der Strom macht dann an der Platinplatte Wasserstoff frei, wodurch diese polarisirt und ihre elektromotorische Kraft vermindert wird. Die geringste Erschütterung der Platinplatte oder ihr Hin- und Herbewegen in der Flüssigkeit, läßt den Strom wieder zu seiner früheren Stärke anwachsen, allein eine solche Kette ist nicht praktisch brauchbar, und kann nicht als constant bezeichnet werden. In der Salpetersäure-Batterie wird durch die sich ausscheidende salpetrige Säure die Flüssigkeit in steter Bewegung gehalten und dadurch fortwährend dem Platin neue Flüssigkeit zugeführt; in der Daniell'schen Kette wird ein ähnlicher Strom durch den Unterschied in der specifischen Schwere der concentrirten Lösung und der ihres Kupfergehaltes beraubten Flüssigkeitstheile unterhalten; außerdem diffundiren beide Lösungen stark nach allen Richtungen; diese Eigenschaften finden bei der Lösung von übermangansaurem Kali nicht statt. Man muß diesen Mangel daher durch andere Vorkehrungen zu ersetzen suchen, und dahin gehört zunächst die möglichste Vergrößerung der Berührungsfläche von Platin und Flüssigkeit. Als die hiefür geeignetste Form und Größe der Platinelektrode hat sich mir nach vielen Versuchen folgende ergeben.

Man schneidet aus sehr dünnem Platinblech (man hat es jetzt bis zu 0<sup>mm</sup>,005 Plattendicke) viereckige Blätter, deren Breite etwas geringer als der Durchmesser der Thonzelle, deren Höhe etwa 4 Centim. geringer als die Höhe der Thonzelle, alle von gleicher Größe, legt sie genau übereinander, so daß sie sich decken, löthet sie an den Mitten ihrer schmalen Seiten oben und unten mit Gold zusammen, löthet an der Einen dieser Seiten in der Mitte einen wenigstens 1<sup>mm</sup> starken Platindraht als Poldraht, und biegt dann die

einzelnen Hälften dieser Blätter so aneinander, daß das Ganze einen cylindrischen Fächer aus Platinplatten bildet. In dieser Weise wirkt das Platin mit seinen beiden Flächen elektromotorisch auf die Lösung. Je größer die Oberfläche des hierzu verwandten Platin ist, desto constanter wirkt der Strom bei kurzer Schließung, z. B. durch die Tangentenbusssole direct; ohne wenigstens  $\frac{1}{2}$  Quadratfuß Platinblech kann man keinen starken andauernden Strom erzeugen; mit einem cylindrischen Platinfächer von der angegebenen GröÙe und Construction bei gleichzeitig angewandter Thonzelle habe ich aber schon mit einem Element einen Platindraht von 0<sup>m</sup>,15 Durchmesser stundenlang im Weißglühen erhalten.

Ich habe nun noch über die Art und Weise, in welcher das übermangansaure Kali zugesetzt wird, Auskunft zu geben. Dieses Salz kommt käuflich entweder als *Kali hypermang. crud.* vor, ein braunes Pulver, welches an der Luft bald Wasser anzieht, oder als *Kali hypermang. cryst. pur.* in braunen Krystallen. Ersteres ist für das galvanische Element nicht zu gebrauchen; denn obwohl es etwa nur  $\frac{1}{4}$  so viel kostet, als das zweite, so erhält es höchst wahrscheinlich auch nur  $\frac{1}{4}$  so viel Uebermangansäure, der Rest besteht aus Chlorkalium und Braunstein und entwickelt in der Batterie in Berührung mit Schwefelsäure viel Chlorgas. Das reine *Kali hypermang. cryst.* entwickelt, wenn man es mit concentrirter oder wenig verdünnter Schwefelsäure in einem Reagensglase übergießt, reinen Sauerstoff und ein hineingetauchter glimmender Span muß sich sofort entzünden; manche Proben des sogenannten reinen Salzes thun das letztere nicht, dann entwickeln sie zugleich Chlor, was nicht seyn darf. Ebenso wenig ist die käufliche Lösung des Salzes, sogenannte Chamäleonlösung, galvanisch zu verwenden, da man nie weiß, wie viel Salz sie enthält.

Wie man auch das übermangansaure Kali in der Batterie verwenden mag, so ist vor allen Dingen darauf zu achten, daß nie Krystalle des Salzes auf den Boden der Thonzelle oder des Glases geschüttet werden, da sie hier nicht die geringste Wirkung üben können; sie werden bei der Thätigkeit

der Batterie bald von Manganoxdhydrat eingehüllt und bleiben dann unlöslich, oder wenn ein Theil davon gelöst wird, bleibt diese Lösung am Boden der Thonzelle, und da sie nicht diffundirt, kommt sie nie in die Nähe des Platins. Man kann sich nun aus dem *Kali hypermang. pur.* eine concentrirte Lösung in Wasser bereiten,  $\frac{1}{10}$  Schwefelsäure hinzusetzen, das Ganze nebst dem Platinfächer in die Thonzelle thun, so erhält man einen starken und für alle Art elektromagnetischer Versuche, bei welchen ein Gesamtwiderstand der ganzen Schließung von 40—50 Meter Normaldraht vorhanden, stundenlang constanten Strom. Ich selbst verfähre, um bei starken wie bei schwachen Strömen, also bei jeder Art von Schließung der Kette, möglichst constante Wirkungen zu haben, folgendermaßen, indem ich weder Thonzelle noch Lösung von übermangansaurem Kali anwende. In dem gut amalgamirten Zinkcylinder wird ein zweiter Cylinder aus Haargewebe (vom größten Pferdehaar) sogenanntes Haartuch, lose eingesetzt; dies geschieht nur, damit der Platinfächer, dessen Ränder sehr nahe an den Zinkcylinder heranreichen, nie mit diesem in Berührung kommen; dieser Haartucheinsatz, das einzige organische Gewebe, welches wenigstens auf einige Tage der vereinten Wirkung von Schwefelsäure, Sauerstoff und übermangansaurem Kali zu widerstehen vermag, muß noch einige Centimeter über den oberen Rand des Zinkcylinders hinausreichen. Dann setzt man den Platinfächer in das Haartuch, füllt das Ganze bis nahe an den oberen Rand des Zinkcylinders mit Wasser, dem  $\frac{1}{10}$  Schwefelsäure zugesetzt worden, oder noch mehr, wenn es das Zink vertragen kann, ohne angegriffen zu werden. Nun wird, auf das Haargeflecht sich stützend und ungefähr mit dem Boden ein Centimeter in die Flüssigkeit tauchend, ein Sieb von Platinblech oder ein Geflecht von Platindraht in das Element hineingesenkt, so daß der Boden des Geflechtes ganz nahe über der oberen Fläche des Platincylinders sich befindet. Die Maschen des Platingeflechtes dürfen höchstens 1<sup>mm</sup> Durchmesser haben, können aber so zahlreich wie möglich seyn. Dieses Pla-

tinsieb darf natürlich nirgends den Zinkcylinder berühren. Deshalb ist es rings von dem Haartuch umgeben; der vom Platin ausgehende Poldraht wird seitwärts zwischen dem Platinsieb und dem Haartuch herausgeführt. Schüttet man nun 20 bis 30 Grm. *Kali hypermang. cryst.* in das Sieb, so ist in 2 bis 3 Minuten das Element in voller Kraft, so daß man die oben angeführte Wirkung vom Weissglühen  $0^{\text{mm}},3$  starken Platindrahts damit erhält; an meiner Tangentenbussole von 18 Centimeter Durchmesser des Metallringes giebt Ein Element frisch gefüllt eine Ablenkung von 70 bis 75°. Benutzt man eine Thonzelle von ungefähr 5 Centim. Durchmesser, so ist die Ablenkung nur 65° bis 70° und man kann nur Platindrähte von  $0^{\text{mm}},2$  Durchmesser weissglühend erhalten. Solche starken Ströme sind natürlich nicht constant, denn wo sollte bei der Schwerlöslichkeit des Kalisalzes das Material herkommen, um die fortwährende chemische Thätigkeit der Batterie zu unterhalten? Schaltet man jedoch einen Widerstand von 40 bis 50 Meter Normaldraht ein, so wird das Element einen constanten Strom von etwa 20° Ablenkung geben, bei dem Elemente ohne Thonzelle wird der Strom schon bei 30 Meter Einschaltung mit etwa 30° Ablenkung der Tangentenbussole unveränderlich und bleibt in dieser Stärke, bis entweder das Mangansalz aus dem Platinsiebe verschwunden, oder die freie Schwefelsäure verbraucht ist; dann aber nimmt der Strom rasch ab. Um starke constante Ströme zu unterhalten, hinreichend stark für alle elektromagnetischen Versuche, wo mehr oder minder lange Spiralen in den Kreis eingeschaltet werden, ist das Element ohne Thonzelle daher vorzuziehen; nur muß man, wenn man die Versuche einige Stunden unterbricht, Zinkcylinder nebst Haareinsatz und Platinsieb aus der Flüssigkeit entfernen, da es mir häufig geschienen, als ob in Gegenwart von Zink die verdünnte Schwefelsäure eine Zersetzung des Mangansalzes bewirkte; ohne Zink habe ich bei verdünnter Schwefelsäure nie eine solche Zersetzung bemerkt, obwohl die concentrirte Säure auf das krystallisirte *Kali hypermangan.* so stark einwirkt. Die Constanz der

Wirkung dieser Kette hängt außer von der Größe der Platinoberfläche wesentlich von der Flächengröße des Platinsiebes ab, d. h. von der Geschwindigkeit, mit der der niedersteigende Flüssigkeitsstrom der schweren Manganlösung frisches Material von Uebermangansäure an die Oberfläche der Platinelektrode führt; daher die bedeutend beständigere Wirkung des Elementes ohne Thonzelle, welche keineswegs dem geringeren Leitungswiderstande zuzuschreiben ist. Ich rathe daher unter allen Umständen für Entwicklung starker Ströme zur Benutzung des Elementes *ohne* Thonzelle; die Instandsetzung des Elementes ist höchst einfach, dabei die Batterie ganz geruchlos, wenn einigermassen reines übermangansaures Kali benutzt wird.

Die Anwendung der Manganbatterie *ohne* Thonzelle dürfte vorzugsweise für die Darstellung des Lichtbogens zwischen Kohlenspitzen geeignet seyn, da sie zur Erlangung eines gleichen Effectes nur etwas mehr als die Hälfte der Anzahl der Elemente erfordern würde, deren man bisher mit der Bunsen'schen Batterie bedürfte. Da der Lichtbogen einen großen Widerstand darbietet, und die Messungen ergeben haben, daß auch bei dem intensivsten Strome, unter welchem das Kohlenlicht bisher erhalten worden, die Stromstärke, welche durch jedes einzelne Element geht, kaum die Hälfte derjenigen beträgt, welche man durch directen Schluß der Pole eines Elementes erhalten kann, so läßt sich an ein mehrere Stunden hindurch constantes Verhalten der Lichtquelle bei Anwendung der Mangancombination nicht zweifeln.

Es giebt nun in der Technik noch eine Klasse von galvanischen Strömen, zu deren Entwicklung die neue Batterie außerordentlich geeignet zu seyn scheint: die schwachen Ströme mit großem Leitungswiderstande, wie sie bei Telegraphen und Glocken-Apparaten erfordert werden und bei denen an die Batterie die Anforderung gestellt wird, daß sie Monate und Jahre lang ohne Erneuerung einen constanten Strom liefern soll; bisher verwandte man hiezu die Meidinger'sche Kupfervitriolbatterie. Wenn es aber ge-

lingt, die Thätigkeit der Manganbatterie für schwache Ströme ebenso lange Zeit hindurch in gleichmäßigem Zustande zu erhalten, woran ich nicht zweifle, obwohl ich bei der Kürze des Zeitraumes, seit welchem ich mich mit dieser Sache beschäftige, noch keine ausreichende Erfahrung darüber habe sammeln können, so wird man zu allen diesen technischen Zwecken nur die halbe Anzahl galvanischer Elemente nöthig haben, deren man bisher bedurfte.

Ich wende zu solchen schwachen Strömen ein Element mit Thonzelle an, die Flüssigkeit in der letzteren enthält  $\frac{1}{10}$  Schwefelsäure; diejenige, in welcher das amalgamirte Zink steht, kann schwächer seyn; in die Thonzelle wird ein einfaches Kreuz vom dünnsten Platinblech eingesetzt, dann ein kleines Sieb aus Platinblech in die Thonzelle, so daß der Boden des Siebes 1 Centim. in das Wasser taucht, eingehängt, und an dem Rande der Thonzelle befestigt, dann 40 bis 50 Grm. *Kali hypermang.* in das Sieb geschüttet. Eine andere Construction ist die, daß ich anstatt des Platinsiebes eine kleine Glasflasche mit kurzem Halse, deren Oeffnung mit einem Gewebe aus Platindraht verschlossen war, mit dem Halse nach unten auf die Thonzelle setzte, so daß dieser fast ganz in die Flüssigkeit tauchte; die Flasche wurde vorher mit etwa 100 Grm. *Kali hypermang. cryst.* gefüllt, und dann bis an die Oeffnung voll Wasser gegossen. Die erstere Art der Construction mit oben offenem Platingefäße scheint jedoch zuverlässiger zu seyn, weil man dann sicher ist, daß das Nachuntenströmen der Manganlösung nicht durch den Luftdruck verhindert werden kann. Ein Element dieser Art habe ich seit zwei Monaten ununterbrochen durch einen etwa 30,000 Meter Normaldraht großen Widerstand geschlossen und scheint nicht an Krast verloren zu haben; es dient dazu, ein konisches Pendel in Bewegung zu halten; früher verwandte ich zu demselben Apparate zwei Meidinger'sche Elemente; ein anderes ähnliches Element, seit derselben Zeit in unveränderter Stärke, dient in Verbindung mit jenem zum Glocken-Apparate; dies wird freilich nur selten geschlossen und ich zweifle nicht, daß es

in dieser Weise mehrere Jahre functioniren kann. Vermuthlich ließe sich eine für solche schwachen Ströme recht befriedigende Construction durch Benutzung der Meidinger'schen Elemente ausführen, indem man das *Kali hypermang.* in den Ballon oder Glastrichter thäte, aber dafür Sorge trüge, daß keine Krystalle auf den Boden des unteren Glasbechers, in welchem das Platin steht, fallen könnten; das Zink muß natürlich amalgamirt seyn.

Wenn es gelänge, einigermaßen chemisch reines übermangansäures Natron zu erlangen, welches Salz in Wasser sehr leicht löslich ist, so zweifle ich nicht, daß man damit auch die stärksten Ströme, welche ein Element geben kann, vollkommen constant machen könnte; ich habe mich bis jetzt vergebens bemüht, von den chemischen Fabriken das Präparat in der gewünschten Reinheit zu erlangen. Vielleicht werden andere Physiker in dieser Beziehung mehr Erfolg haben, wie ich denn hoffe, daß es den ferneren vereinten Bemühungen vieler Experimentatoren gelingen werde, durch weitere Verbesserungen in der Construction der Kalihypermangankette aus dieser ein Hilfsmittel für die Wissenschaft wie für alle technische Verwendung des galvanischen Stromes zu schaffen, welches die bisher gebräuchlichen galvanischen Combinationen verdrängen wird.

Schließlich mag noch erwähnt seyn, daß ich die elektromotorische Kraft des übermangansäuren Kali mit Bunsen'scher Kohle ganz gleich der mit Platin gefunden habe, daß ich aber die Kohle zur Construction von solchen Elementen nicht für geeignet halte, einmal weil sie der Lösung zu wenig Oberfläche darbietet, hauptsächlich aber deswegen, weil mir geschienen hat, daß die Wirksamkeit der Kohle nach einiger Zeit sich vermindert, was wahrscheinlich in der Ablagerung von schwefelsauren Kalikrystallen oder Manganoxhydroxyd in den Poren der Kohle herrührt.

Dresden, im December 1871.

VIII. *Resonirende Flammen;*  
*von Hrn. H. Planeth in Surrey.*

---

Die Erscheinung der sogenannten singenden Flammen ist eine langbekannte. Vor mehreren Jahren unterwarfen der Graf Schaffgotsch und J. Tyndall dieselbe einer genaueren Untersuchung und entdeckten eine Reihe neuer Thatsachen, die den Schlüssel lieferten zu einer richtigen Erklärung des imposanten Phänomens. Eine der interessantesten Erscheinungen, welche die beiden Forscher fanden und untersuchten, ist die Empfindlichkeit in Röhren brennender Flammen gegen äussere Schalleinwirkungen. J. Tyndall fand weiter, dass auch frei brennende Flammen, ja sogar die Strahlen unentzündeten Gases, durch beigemengten Rauch dem Auge sichtbar gemacht, dieselbe Empfindlichkeit zeigen. Neu indessen oder wenigstens nicht in wissenschaftlichen Kreisen bekannt, dürfte die Thatsache seyn, dass auch freie Flammen des lauten Mittönens fähig sind. — Versetzt man die Zinken einer Stimmgabel mittelst eines Geigenbogens oder durch Aufschlagen in Schwingungen und nähert sie dem Lichtkegel einer brennenden Kerze, oder einer Glasflamme oder jeder anderen Flamme, so hört man plötzlich ein lautes Tönen, während man vorher kaum den Ton der schwingenden Gabel wahrnahm. Bedient man sich einer recht energisch brennenden Gasflamme zu dem Versuche, so ist der erhaltene Ton mindestens so intensiv, wie wenn man den Fuss der Stimmgabel auf den Resonanzboden eines Saiteninstruments setzt. Man erhält erklärlicher Weise den stärksten Ton, wenn man die Flamme zwischen die Zinken der tönenden Gabel bringt. Dreht man die Gabel, während man sie einer Flamme genähert hat, um ihre Längsaxe, so bemerkt man an vier Stellen während einer Umdrehung ein Verschwinden resp. eine bedeutende Schwächung des Tones, den Punkten, wo durch Interferenz eine Vernichtung der von der schwingen-

den Gabel erzeugten Schallwellen stattfindet. Befindet sich die Flamme während des Versuches im Zustande des Flackerns, so macht sich dies sofort dem Ohre durch ein oscillatorisches Schwanken des Tones bemerkbar, das indeß schwindet, wenn die Gabel den unteren, ruhigeren Theilen der Flamme genähert wird. — Es erleidet wohl keinen Zweifel, daß diese Verstärkung des Tones der Stimmgabel in Resonanz ihren Grund hat, und daß die ganze Erscheinung ziemlich nahe mit der der singenden Flammen verwandt ist. Bei den singenden Flammen sowohl wie bei der angegebenen Erscheinung, ist es die durch den Verbrennungsproceß erzeugte Vibration der Luft, welche sich den Schwingungen dort der von der Röhre eingeschlossenen Luftsäule, hier den Zinken der Gabel accommodirt und kräftig mittönt. Unterschiedlich ist nur in beiden Fällen, daß bei der singenden Flamme die Flamme die bewegende Kraft für die Schallwellen hergiebt, und die Röhre mehr den resonirenden Theil ausmacht, während hingegen im anderen Falle die Gabel den Ton liefert, und der Flamme die Aufgabe der Resonanz zufällt. Nähert man eine tönende Gabel einem Strahle unentzündeten Gases, so nimmt man keinerlei Resonanz wahr, was den Beweis liefert, daß die Gabel ihre Auswahl nicht unter den Schwingungen trifft, welche durch die Reibung des Gases in der Ausflußöffnung des Gasbrenners erzeugt werden und sich in einem gelinden Schwirren dem Ohre bemerklich machen, sondern vielmehr die Flamme selbst erregt; wenn dies nicht schon hinreichend durch den Umstand bewiesen wäre, daß sich der Versuch ebensowohl mit der Flamme irgend einer Kerze, als mit einer Gasflamme anstellen läßt.

---

**IX. Bestimmung der horizontalen Componente  
des Erdmagnetismus auf chemischem Wege;  
von Dr. Heinrich Schneebeli.**

---

**D**ie absoluten Maafssysteme in der Elektrodynamik sind wesentlich

- 1) das magnetische (auf mechanischem Grundmaafs basirend),
- 2) das chemische (electrolytische) Maafssystem.

Die Intensität eines galvanischen Stromes nach absolutem magnetischem Maafse wird gewöhnlich mit der Tangentenbusssole bestimmt. Es lautet die Formel, welche die Intensität des Stromes aus der Ablenkung der Nadel  $\varphi$ , der Stärke des Erdmagnetismus  $T$ , dem mittleren Radius  $r$  und der Zahl der Windungen  $n$ , ergibt:

$$i = \frac{r T}{2 n \pi} \operatorname{tg} \varphi.$$

Wird der Strom in chemischem Maafse gemessen, indem man angiebt, wie viele Cubikcentimeter Knallgas er liefert oder indem man die Anzahl der Milligramme Wasser, die derselbe per Minute zersetzt, oder das Gewicht des niedergeschlagenen Silbers oder Kupfers bestimmt, so ist

$$i = m.$$

Kennten wir nun das „elektrochemische Aequivalent“, d. h. die Zahl, mit welcher man z. B. das per Minute entwickelte Volumen Knallgas multipliciren muß, um die Stärke des Stromes nach absolutem magnetischem Maafse zu erhalten, so könnten wir mit dem Voltameter (für den gleichen Ort) sofort auch Ströme nach dem absoluten magnetischen Maafse messen. Dieser Factor  $k$  ist von Wilhelm Weber<sup>1)</sup> bestimmt worden.

Schalten wir daher in einen Stromkreis eine Tangentenbusssole und ein Wasservoltameter ein, so erhält man die Intensität des Stromes nach magnetischem Maafse:

mit der            mit dem  
Tangentenbusssole    Voltameter

$$i = \frac{r T}{2 n \pi} \operatorname{tg} \varphi = k v,$$

wenn wir mit  $v$  das per Minute entwickelte Volumen Knallgas bezeichnen.

Hieraus erhält man einfach:

1) W. Weber: Gauss und Weber: Resultate des magnetischen Vereins 1840.

$$T = \frac{k v \cdot 2 \pi \pi}{r \lg \varphi}.$$

Die vollständige Formel, nach welcher die Beobachtungen zu berechnen sind, lautet:

$$T = \frac{k v \cdot 2 \pi \pi \left\{ \frac{b - h \frac{\gamma}{\gamma^t} - e}{(1 + \alpha t) 760} \right\}}{r \lg \varphi \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{a^2}{r^2} + \frac{1}{3} \frac{b^2}{r^2} - \frac{3}{4} \frac{\lambda^2}{r^2} \right\} \left\{ 1 + \frac{15}{4} \frac{\lambda^2}{r^2} \sin^2 \varphi \right\}},$$

worin bezeichnen:

- $v$  das abgelesene Volumen Knallgas (per Minute),
- $b$  Barometerstand,
- $h$  die Höhe der Flüssigkeitssäule, über welcher das Gas aufgefangen wird,
- $\gamma$  } das specifische Gewicht { der Flüssigkeit,
- $\gamma^t$  } { des Quecksilbers,
- $e$  die der Temperatur  $t$  entsprechende Spannkraft der Wasserdämpfe,
- $a$  Breite des Querschnitts
- $b$  Höhe " " { des Multiplicators,
- $r$  mittlerer Radius
- $\lambda$  Abstand der Nadelpole (0,85 der Länge der Nadel).

Zwei vorläufige Beobachtungsreihen, die zur Prüfung der Methode angestellt wurden, ergaben bei den angewandten Apparaten als ganz befriedigend:

$$T = 1,925$$

$$T = 1,949$$

$$\text{Mittel: } T = 1,937.$$

Diese Zahlenwerthe haben indessen vorläufig noch weniger allgemeine Bedeutung, indem die Constante  $k$  wohl noch mit zu wenig Genauigkeit bekannt ist.

Die Ablesungen des Knallgasvolumens sind ebenfalls unsicher; man könnte indeß diese Schwierigkeit einfach so beseitigen, indem man ein Silbervoltameter benutzt und die Gewichtszunahme der negativen Elektrode bestimmt, die ziemlich bedeutend ausfallen würde, da das elektrochemische Aequivalent des Silbers ungefähr 12mal gröfser ist als das

jenige des Wassers und etwa 3mal größer als dasjenige des Kupfers und ferner überhaupt eine Wägung zu größerer Genauigkeit führt als die Volumenbestimmung beim Knallgas.

### X. Berichtigung zu meiner Abhandlung; von Julius Thomsen.

In diesen Annalen Bd. CXLIII, S. 532 hat sich ein Irrthum eingeschlichen, den ich hierdurch berichtige.

#### 4. Neutralisationswärme der Schwefelwasserstoffsäure.

R	(R, 2 SH <sup>2</sup> Aq)	(R, 2 SH <sup>2</sup> )
2 Na Aq	15480°	10720°
Ba Aq	15750	10990
2 NH <sup>3</sup> Aq	12390	7640

Diese Zahlen sind aus meinen Versuchen No. 238 bis 244 in diesen Annalen Bd CXL, S. 528 abgeleitet nach der Formel

$$(R, 2 SH^2) = (R, 2 SH^2 Aq) + 2(SH^2, Aq).$$

In der Berechnung hat sich aber anstatt des + ein — eingeschlichen und die Zahl 2 ist hinweggefallen, da nach Versuch No. 238

$$2(SH^2, Aq) = 9508°$$

ist, muß das Schema durch folgendes ersetzt werden:

#### 4. Neutralisationswärme der Schwefelwasserstoffsäure.

R	(R, 2 SH <sup>2</sup> Aq)	(R, 2 SH <sup>2</sup> )
4 Na Aq	15480°	24980°
Ba Aq	15750	25260
2 NH <sup>3</sup> Aq	12390	21900

Gleichzeitig berichtige ich einen Druckfehler Bd. CXLIII, S. 367, wo in der 7. Reihe Proc. anstatt pro mille steht.

## XI. Elektrischer Tourbillon.

Mit diesem Namen belegt Hr. W. Grüel hieselbst einen kleinen, von ihm erfundenen Apparat, welcher das von Hrn. Dr. Holtz entdeckte Rotationsphänomen<sup>1)</sup> in neuer Gestalt zur Anschauung bringt. Er besteht im Wesentlichen aus einem gläsernen Hohlkörper (Flasche, Kugel oder Cylinder), oben und unten versehen mit einer stählernen Axe, die in einer Pfanne leicht beweglich ist. Neben demselben befindet sich auf jeder Seite, von einer isolirenden Stütze getragen, ein Metallkamm oder sägenartig ausgezacktes Metallblech, dessen Spitzen in einer lothrechten Ebene liegen, und abwärts in einem horizontalen Stiel verlaufen. Um den Apparat in Rotation zu setzen, bringt man entweder den einen Stiel an den Conductor einer Elektrisirmaschine, während man den andern mit der Hand ableitend berührt, oder verbindet beide Stiele mit den Polen einer Elektromaschine. Hat man letztere zu seiner Verfügung, so kann man auch den drehbaren Hohlkörper unmittelbar zwischen deren Pole stellen, die dabei ohne sonderlichen Nachtheil in Kugeln endigen können. Stehen die Metallkämme oder im letzteren Fall, die Pole einander diametral gegenüber, so erfolgt die Rotation erst auf einen kleinen Anstoss, und dann mit gleicher Leichtigkeit sowohl in der einen, als in der anderen Richtung. Hat man aber die Kämme oder Pole aus dieser diametralen Linie rechts und links ein wenig abgelenkt, so beginnt der Körper von selbst zu rotiren, und zwar in dem Sinne, dass die von dem elektrischen Strom getroffenen Theile abgestossen werden.

Die Geschwindigkeit der Rotation ist, bei gehöriger Beweglichkeit des Apparats, in kurzer Zeit eine außerordentlich grosse, so dass gar nicht zu bezweifeln steht, man werde bei Anwendung einer Kugel mit zweckmässiger Seitenöffnung auf diese Weise einen *elektrischen Brummkreisel* darstellen können.

P.

1) Ann. Bd. 139, S. 513.

# **Namenregister**

zum

**Jahrgang 1871**

und

**Ergänzungsband V.**

---



(Die Bände 142, 143, 144 sind bezeichnet durch XII, XIII, XIV,  
der Ergänzungsband ist es durch E.)

#### A.

- Anderssohn, A., Experimenteller Nachweis für den Luftgehalt im Wasser XIII, 142.  
Andrews, Th., Historisches üb. d. Eiscalorimeter XII, 320. — Ueber d. bei Verbind. von Säuren und Basen entwickelte Wärme XIII, 101. — Ueb. d. Continuität d. gasigen u. flüssigen Zustände d. Materie E, 64. — Siehe Bunsen.  
Ångström, J., Ueber d. Spectra d. einfachen Gase XIV, 300. — Siehe Wüllner.

#### B.

- Bauer, M., Krystallform d. Scheelits XIII, 452.  
Baumhauer, H., Nachträgl. Bemerkk. über Aetzfiguren auf Krystallen XII, 323.  
Becker, K., Zur Lehre von den subjectiv Farbenercheinungen E, 305.  
Beetz, W., Ueber d. Mess. d. inneren Widerstandes voltascher Ketten nach d. Compensationsmethode XII, 573. — Ueber d. Einwirk. d. Elektricität auf Flüssigkeitsstrahlen XIV, 443.  
Bernstein, J., Ueb. elektr. Oscillationen im inducirt. Leiter XII, 54.  
Bezold, W. v., Untersuch. über d. Elektrophor XIII, 52. — Ueb. d. Bildungsgesetz d. Lichtenberg'schen Figuren XIV, 337 u. 526.  
Blaserna, Verschieb. d. Spectrallinien unter Wirk. d. Temperatur d. Prisma XIII, 655.  
Bleekrode, L., Einfl. d. Concen-

trat. auf d. elektromot. Kraft zw. Salzlösungen XII, 611.

- Bohn, C., Bemerk. über d. Eiscalorimeter XII, 618. — Apparat z. Herstell. verschiedn. Combinat. galvan. Elemente E, 636.  
Boltzmann, L., Zur Priorität d. Auffind. d. Bezieh. zwischen d. zweiten Hauptsatz d. mechanisch. Wärmetheorie u. d. Princip. d. kleinst. Wirk. XIII, 211. — Siehe Clausius.  
Bosscha, J. jun., Ueber. d. absolute Ausdehn. d. Quecksilbers nach Regnault's Versuchen E, 276. — Ueber d. scheinbare Ausdehn. d. Quecksilbers und d. Gang d. Quecksilberthermometers verglich. mit dem d. Lufttherm. nach Regnault's Versuchen E, 444.  
Boussingault, J., Ueb. d. Gefrieren d. Wassers XIV, 326.  
Budde, E., Neues Experiment u. einige Bemerkk. z. Theorie des Leidenfrost'schen Tropfens XII, 158. — Einwirk. d. Lichts auf Brom u. Chlor XIV, 213.  
Bunsen, R., Bemerkungen zu Andrews's Notiz über d. Eiscalorimeter XII, 616.

#### C.

- Christiansen, O., Ueb. d. Brechungsverhältn. d. Fuchsin XIII, 250.  
Clausius, R., Ueber d. Zurückführ. d. zweiten Hauptsatzes d. mechan. Wärmetheorie auf allgem. mechan. Principien XII, 435. — Bemerk. zu d. Prioritätsreclamation Boltzmann's XIV, 265. — Siehe Boltzmann.

Colding, A., Bemerk. zu Witte's Theorie d. Meeresströmungen XII, 621.

Colley, R., Ueber d. Leidenfrost'sche Phänomen XIII, 125.

## D.

Dove, H. W., Ueber d. Farben dicker (doppelbrechender) Platten XIII, 335. — Ueber d. subjectiv. Farben an d. Doppelbildern farbiger Platten XIII, 491.

Depretz, s. Radau.

Dupré, A. u. Page, F. J. M., Ueb. d. specif. Wärme, Mischungs-wärme u. Ausdehn. v. Gemischen aus Alkohol u. Wasser E., 221.

## E.

Edlund, E., Unters. über d. elektromot. Kräfte beim Contact verschiedn. Metalle u. d. Veränder. dieser Kräfte durch d. Wärme XIII, 404 u. 534.

## F.

Fedderson, W., Erwiderung an Knochenhauer XII, 476.

Feussner, W., Zwei neue Methoden zur Höhenmess. von Wolken XIV, 456.

Forster, A., Studien üb. d. Färbung d. Rauchquarze XIII, 173. — Zur Kenntn. d. Phosphoreszenz durch Temperatur-Erhöhung, XIII, 658. — Merkwürd. Beobacht. am Goldblatt-Elektroskop XIV, 439.

Frölich, O., Ueber d. kugelförmige Elektrodynamometer XIII, 643.

## G.

Gerland, F., Ueber d. Einwirk. d. Lichts auf Chlorophyll. XIII, 585.

Gerland, F. u. Rauwenhoff, N. W. P., Beitr. z. Kenntn. d. Chlorophylls und einiger seiner Derivate XIII, 231.

Groth, P., Apparate u. Beobachtungsmethoden für kristallographisch-optische Untersuchungen XIV, 34.

Grüel, W., Elektr. Tourbillon XIV, 644.

## H.

Hagenbach, E., Ueb. d. Schmelzung bleierner Geschosse durch Aufschlagen auf eine Eisenplatte XIII, 153.

Hansemann, G., Ueber d. innere Beschaffenheit der Gase XIV, 82.

Heim, A., Ueber Gletscher E., 30.

Heller, A., Ueber ein Barometer ohne Quecksilber XII, 311. — Siehe Seebeck.

Hermann, L., Ueber d. elektromot. Kraft d. Induction in flüss. Leitern XII, 586.

## J.

Jehn, s. Rath.

Jochmann, E., Ueb. Zurückwerfung u. Brechung d. Lichts durch dünne Metallschichten, E., 620.

## K.

Ketteler, E., Ueber d. Einfl. d. astronomischen Bewegungen auf d. opt. Erscheinungen: 1) Zum Doppler'schen Princip XIV, 110. — 2) Die Aberration d. Lichtbrechung XIV, 287. — 3) Zur Theorie d. einfach brechend. Mittel mit extraordinärem Strahl XIV, 363. — 4) Erweiterung d. Doppler'schen Principis XIV, 550.

Kirchhoff, G., Zur Theorie des in e. Eisenkörper inducirten Magnetismus. E., I.

Knochenhauer, K. W., Ueber d. Nebenstrom E., 146 u. 470. — Siehe Feddersen.

Kober, J., Ueber d. angebl. Dunstbläschen in d. Atmosphäre XIV, 395.

Kohlrausch, F., Drei Methoden d. Widerstandsbestim. mit inducirt. Strömen XII, 418. — Das Weber'sche compensirte Magne-

tometer z. Bestimm. d. erdmagnet. Intensität XII, 547. — Eine durch Dispersion hervorgebrachte stereosk. Erscheinung XIII, 144. — Einfaches Mittel, d. Ablenkung u. Zerstreuung e. Lichtstrahls zu vergrößern XIII, 147.

Koosen, J. H., Verwend. d. übermangans. Kali in d. galvan. Kette XIV, 627.

Krebs, G., Apparate z. Demonstration d. Satzes vom Parallelogramm d. Kräfte u. d. Gesetze d. Gleichgewichts auf d. schiefen Ebene XII, 398.

Kundt, A., Ueb. d. anomale Dispersion d. Körper m. Oberflächenfarben XII, 163 u. XIII, 149. — Zweite Mittheilung darüber XIII, 259. — Dritte XIV, 128.

Kurz, A., Quecksilberbarometer ohne Luftleere XII, 315. — Apparat für d. Trägheitsmoment XIII, 480. — Optische Erscheinungen, die durch zwei rasch sich drehende Körper hervorgerufen werden E., 653.

#### L.

Lamanaky, S., Ueb. d. Gränzen d. Empfindlichk. d. Auges für Spectralfarben XIII, 633.

Lang, V. v., Ueber d. anomale Dispersion spitzen Prism. XIII, 269.

Lasaulx, A. v., Beitr. z. Mikromineralogie XIV, 142.

Lenz, R., Ueb. einige Eigenschaften d. auf galvan. Wege niedergeschlag. Eisens E, 242.

Listing, J. B., Ueb. e. neues Mikroskop von R. Winkel, XII, 479. — Ueb. d. Huyghens'sche Ocular XII, 591.

Lommel, E., Ueber Fluorescenz XIII, 26. — Erythroscop u. Melanoskop XIII, 483. — Ueber d. Verhalt. d. Chlorophylls z. Licht XIII, 568. — Gefärbte Gelatinblättchen als Objecte für d. Spectroskop XIII, 636.

#### M.

Marangoni, C., Ueber d. Ausbreit. d. Tropfen e. Flüssigk. auf

d. Oberfläche einer anderen XIII, 337.

Maxwell, J. C., Farbiger Bogen auf e. Eisfläche E, 636.

Mayer, A., Ueber d. alkohol. Gährung u. d. Ernährung d. Bierhefen XII, 293.

Menzzer, Ueb. d. Zusammenhang d. Configurat. d. festen Landes u. d. Lage d. magnet. Pole d. Erde E, 592.

Meyer, O. E., Pendelbeobachtungen XII, 481. — Ueber d. innere Reibung d. Gase XIII, 14.

Mohr, F., Ableitung d. Wärmeverhältn. d. Gase bei constantem Druck u. Volum aus d. mechan. Wärmetheorie XII, 477.

Mousson, A., Bemerkk. über d. Theorie d. Capillar-Erscheinungen XII, 405.

Müller, J., Anwend. v. Hohlspiegeln für d. Poggendorff'sche Spiegelvorrichtung XIII, 496. — Chromat. Polarisation d. Hagelkörner XIV, 333.

Müller, J. J., Ueber d. Grün d. Blätter XII, 615.

Müller, W., Ueb. d. Abschwäch. d. chem. Kraft d. Wasserstoffs u. Kohlenoxyds bei d. Reduction d. Eisenoxydoxyduls durch Beimeng. fremd. Gase XIV, 609.

Musaeus, W., Neue vortheilhafte Erregungsweise d. Influenzmaschinen XIII, 282. — Verbesserung d. Holtz'schen Influenzmaschine mit entgegengesetzt rotirenden Scheiben XIII, 285.

#### N.

Narr, F., Ueber d. Erkaltung u. Wärmeleitung in Gasen XII, 123.

#### O.

Obermann, J., Bemerk. üb. Fluorescenz XIII, 660.

Oettingen, A. J. v., Ueber das bei d. umkehrbaren Kreisprocessen permanenter Gase zu erreichende Arbeitsquantum E, 540.

Oppel, J., Der Kukuksruf in akust. Beziehung XIV, 307. — Ueber d. Ton d. Ohrenklingens XIV, 476.

## P.

Page, s. Dupré.

Peterin, J., Ueber d. Bildung elektr. Ringfiguren durch d. Strom d. Influenzmaschine XII, 539.

Pfaff, F., Ueber d. Gehalt d. Gesteine an mechan. eingeschloss. Wasser u. Kochsalz XIII, 610.

Pfaundler, L., Elementare Ableit. d. Grundgleich. d. dynam. Gastheorie XIV, 428.

Pincus, Ungewöhnl. Ozonbildung XIV, 480.

Planeth, H., Resonirende Flammen, XIV, 639.

Privoznik, E., Ueber Chorzinkammon in Leclanché's Braunstein-Elementen XII, 467.

## Q.

Quincke, G., Optische Experimental-Untersuchungen: 12) Ueb. d. Aendr. d. Phase bei d. Brechung der Lichtwellen XII, 177. — 13) Ueber d. Aendr. d. Phase bei d. Reflex. d. Lichtwellen XII, 192. — 14) Ueber Newton's Farbenringe zw. Glas u. Metall XII, 380. — Ueber Elektrolyse u. Elektrizitätsleitung XIV, 1 u. 161.

## R.

Radau, Wärmeleitung in geschichteten Flüssigk. nach Derpretz XII, 626.

Rammelsberg, C., Zusammensetzung der Chabasits XII, 476. — Ueber d. Zusammsetz. d. natürl. Tantal- u. Niobverbindungen, zunächst d. Tantals, Columbites u. Pyrochlores XIV, 56 u. 191.

Rath, G. vom, Ueber d. Erdbeben von Cosenza XIII, 306. — Mineralogische Mittheilungen: 44) Krystallf. d. Humits E, 321. — 45) Vorkommen von Monazit am

Laacher See E, 413. — 46) Neues Vorkomm. von Babingtonit E, 420. — 47) Beitr. z. Kenntn. d. Winkel d. Albits E, 425. — 48) Ueb. d. Winkel d. Monticellits E, 434. — 49) Das Scalenöeder  $R_4$  beobachtet an Kalkspathkrystall. von Alston Moor E, 438. — 50) Ueb. d. chem. Zusammensetz. d. Kalnatronfeldspäthe XIV, 219. — 51) Chem. Zusammensetz. einiger Orthoklase XIV, 375. — 52) Ueb. d. Erabyrit von Pargas XIV, 384. — 53) Vorkomm. v. Sahlit in d. Pennischen Alpen XIV, 387. — 54) Interessanter Wollastonit-Auswürfling vom Monte-Somma XIV, 390. — 55) Ueber d. Allophan von Dehrn XIV, 393. — 56) Ueb. Humitkrystalle von Nya-Koppaberg XIV, 563. — 57) Gadolinit im Radauthal XIV, 576. — 58) Zwillingskrystall von Zinkoxyd XIV, 580. — 59) Eisenkies von Chichiliane XIV, 582. — 60) Ueb. d. Astrakanit (Simonyit) von Staufurth XIV, 586. — Anmerkungen. Zusammensetz. d. Babingtonit von Herbornseelbach, nach Dr. Jehn XIV, 594. — 2) Do. d. Exxenits von Hitteroe, nach Demselben XIV, 595. — 3) Ein zweiter Perowskitkrystall vom Wildkreuzjoch XIV, 595. — 4) Zinnstein im grönländ. Kryolith XIV, 596. Rauwenhoff, s. Gerland. Recknagel, G., Das physikal. Verhalt. d. Kohlensäure E, 563. Regnault, V., Neues Manometer z. Messung hoher Gasdrucke XIII, 397. — Siehe Bosscha. Reichert, E., Einfacher Thermoregulator XIV, 467. Reinsch, P., Ueber d. mikroskop. Structur d. Hagelkörner XII, 623. Reusch, E., Bezeichn. d. Hemidrie bei Anwend. d. stereograph. Projection XII, 46. Riefs, P., Ueb. d. Wirk. d. Nebenströme d. elektr. Batterie auf d. Hauptstrom und aufeinander XIII, 195. Roscoe, H. E. u. Thorpe, F. E., Ueb. d. Beziehungen zw. d. Son-

nenhöhe u. d. chem. Intensität d. Gesamt-Tageslichts bei unbelüft. Himmel E, 177.

Rose, G., Ueb. d. Zusammenhang zw. hemiedr. Krystallf. u. thermoelektr. Verhalt. beim Eisenkies u. Kobaltglanz XII, 1.

Rossetti, F., Ueber d. Dichtigkeitsmax. u. d. Ausdehn. d. destillirt. Wassers, d. Wassers aus d. adriat. Meer u. einig. Salzlösungen E, 258.

## S

Schellbach, K. G., Apparat zur Ermittl. d. Gesetze d. Luftwiderstandes XIII, 1.

Schmid, E. E., Mineralog. Mittheilungen: 1. Whewellit XII, 111. — 2. Desmin XII, 115. — 3. Mesolith XIII, 118.

Schmulewitsch, J., Ueber d. Einfl. d. Wärme auf d. Elasticität d. Kautschuks XIV, 280.

Schneebeil, H., Ueber d. Stof elast. Körper u. numerische Bestimm. d. Stofszeit XIII, 239. — Die Wärmeverhältnisse in tönend. Luftsäulen XIV, 335. — Bestim. d. horizont. Componente d. Erdmagnetismus auf chem. Wege XIV, 640.

Schönn, L., Ueber d. Anwend. cylindr. Linsen bei Spectralbeob. XIV, 334. — Zur Passivität d. Eisens u. zur Elektrolyse E, 319.

Schröder, H., Ueber d. Bedingungen, von welchen d. Entwickl. v. Gas- u. Dampfblasen abhängig ist E, 87.

Schüller, J. H., Ueber d. specif. Wärmen d. Flüssigkeitsgemische E, 116 u. 192.

Schultz-Sellack, C., Ueber d. Lichtempfindlichkeit d. Silberhaloidsalze u. d. Zusammenhang zw. opt. u. chem. Lichtabsorption XIII, 161. — Oberflächenreinheit von Eiweiß- u. Tanninschichten u. Anwend. in d. Photographie XIII, 171. — Ueber d. chem. u. mechan. Verändr. d. Silberhaloidsalze durch das Licht XIII, 439.

— Ueb. d. Färb. d. trüben Medien u. d. sog. farbige Photographie XIII, 449. — Bemerk. gegen Wernicke XIV, 331.

Schwedoff, Th., Ueber d. Vertheil. d. Electricität an d. Scheiben d. Holtz'schen Maschine u. über e. vortheilhafte Abändr. in deren Einrichtung XIV, 597.

Secchi, P., Neue Methode, die Sonne spectroscopisch zu beobachten XIII, 154.

Seebeck, A., Bemerk. über Heller's Aufsatz, die Intensitätsmess. des Schalls betreff. XII, 474.

Sellmeier, Zur Erklär. d. abnormen Farbenfolge i. Spectrum einiger Substanzen XIII, 272.

Sinsteden, W., Ueber d. Wirkungsweise d. dynamo-elektr. Inductionsapparats u. d. v. Wheatstone angegeben. Querdrahts in demselben E, 648.

Sirke, J. L., Refraction u. Dispersion d. Selens XIII, 429.

Soret, L., Ueber d. anomale Dispersion einiger Substanzen XIII, 325.

Stamkart, F. J., Ueber d. Bestimmungsweise d. Dichtigkeit e. Flüssigkeit in e. geschloss. Raum XIV, 470.

Stein, W., Zur Theorie d. Körperfarben XIV, 260.

Streintz, H., Uebt d. Mond einen nachweisbar. Einfl. auf meteorologische Erscheinungen? E, 603.

## T

Thomsen, J., Thermo-chem. Untersuchung. XII, 337; XIII, 354 u. 497. — Zusammenstell. ihrer Resultate XIII, 523. — Berichtigung zu meiner Abhandlung XIV, 643.

Thorpe, J. E., Bemerk. über d. von Zettnow beschriebn. Chromoxychlorid XIV, 329. — Siehe Roscoe.

Töppler, A., Bemerk. über d. Anzahl d. Fundamentalpunkte e. beliebig Systems v. centrirten brechenden Kugelflächen XII, 232.

Tschermak, G., Zur Isomorphie im triklin. Krystallsyst. XIII, 461. — Ueb. d. Form. u. Zusammensetz. d. Feldspäthe E, 174.

## V.

Villari, E., Ueber d. Elasticität d. Kautschuks XIII, 88 u. 290. — Ueb. d. Wärme-Entwickl. beim Auszieh. d. Kautschuks XIV, 274. Vogel, H., Ueber d. Spectren d. Blitze XIII, 653. Vogelsang, H., Ein merkwürdiger Brunnen, XII, 268. — Ueber Schwefelkrystallite XIII, 621. — Siehe Weiss.

## W.

Waltenhofen, A. v., Ueb. elektromagnet. Tragkraft XII, 252. — Ueb. d. Grenzen d. Gültigkeit d. Lenz-Jacobi'schen Gesetzes XII, 461. — Bericht üb. e. neue Thermosüle von großer Wirksamkeit XIII, 113. Wafsmuth, A., Neues Verfahren, d. Reductionsfactor e. Tangentenbussole zu bestimm. E, 167. Weber, R., Ueber e. Verbind. v. Schwefelsäure und Salpetersäure XII, 602. Weinhold, A., Zur Umkehrung d. Natriumlinie XII, 321. Weiss, E., Ueber Vogelsang's Krystallite XII, 324. Wernicke, W., Ueb. d. Brechung u. Dispersion d. Lichts in Jod-, Brom- u. Chlorsilber XII, 560. — Siehe Schultz-Sellack. Wild, H., Ueber d. Bestimm. d. Gewichts e. Cubikdecimeters destill. Wassers bei 4° E, 15. — Methode z. Füllung v. Barometer- röhren ohne Auskochen usw. XIV, 137.

Wimmel, Th., Ueb. d. Bestimm. d. Schmelz- u. Erstarrungtemp. d. Fette XII, 471.

Witte, Zur Theorie d. Meeresströmungen XII, 281. — Siehe Colding.

Wüllner, A., Bemerkk. zu Thomson's Versuchen über d. specif. Wärme wässrig. Lösungen XIII, 156. — Ueber d. Spectra einiger Gase in Geißler'schen Röhren XIV, 481. — Erwidr. auf Ångström's Einwürfe XIV, 520.

## Z.

Zenker, W., Ueber d. Beob. d. Sonnenprotuberanz. in monochromat. Licht XII, 172.

Zettnow, E., Ueb. d. Verbindd. d. essigsaur. Natrons mit Wasser XII, 396. — Herstell. e. Filtrirapparats nach Bunsen's Princip XII, 609. — Ueber chromsaures Chromoxychlorid XIII, 328. — Darstell. reiner Chromsäure XIII, 468. — Ueber d. spec. Gewicht derselben usw. XIII, 474. — Darstell. v. krystall. Chrom XIII, 477. — Darstell. v. Collodiumpapier XIV, 310.

Zirkel, F., Mikroskop. Zusammensetz. v. Thonschiefer u. Dachschiefer XIV, 319.

Zöllner, F., Ueber d. Einfl. d. Dichtigkeit u. Temp. auf d. Spectra glühend. Gase XII, 88. — Ueb. d. Periodicität u. heliograph. Verbreit. d. Sonnenflecke XII, 524. — Ueb. d. spectroscop. Beobachtung d. Rotation d. Sonne u. ein neues Reversionsspectroskop XIV, 449.

Zöppritsch, K., Verhalt. d. Meerwassers in d. Nähe d. Gefrierpunkts u. die Statik d. Polarmeere E, 497



Fig. 6.

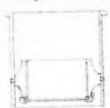


Fig. 1.

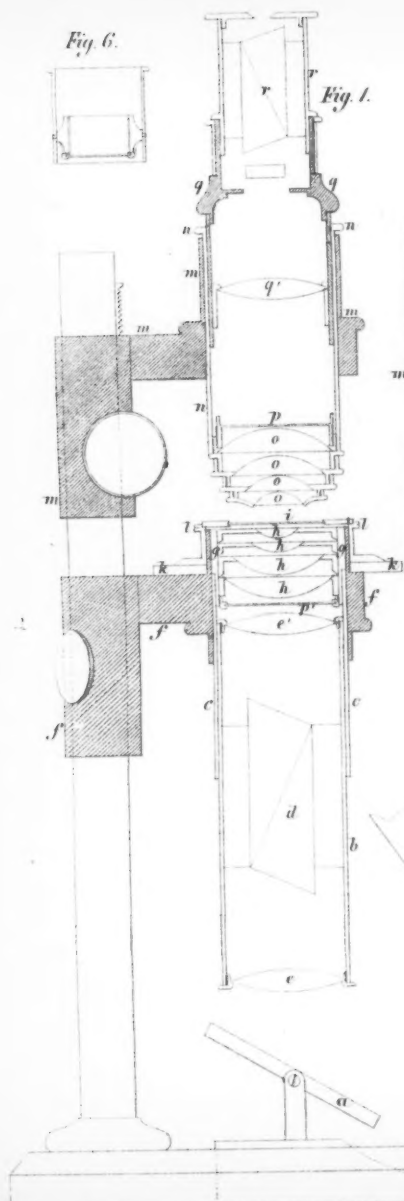


Fig. 2.

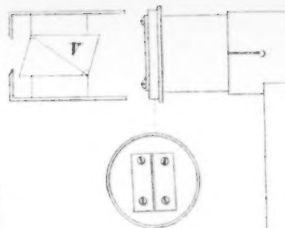
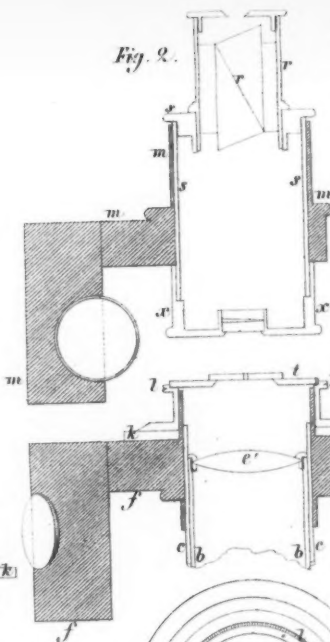


Fig. 3.

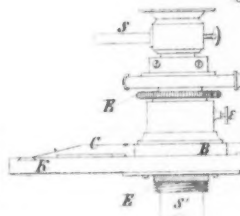
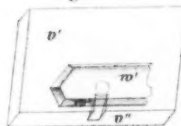
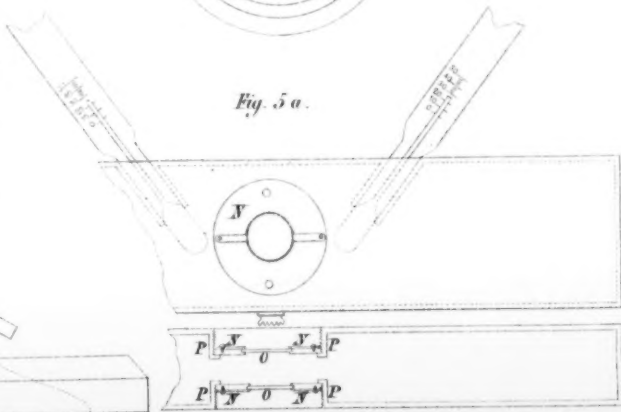


Fig. 5 a.



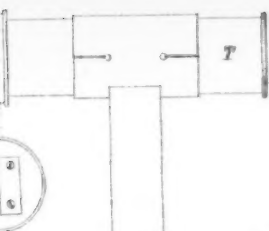


Fig. 3.

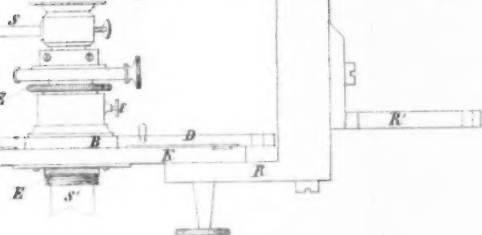
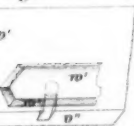


Fig. 4.

Fig. 8.

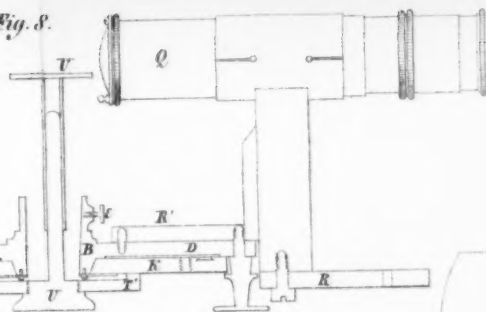


Fig. 7.

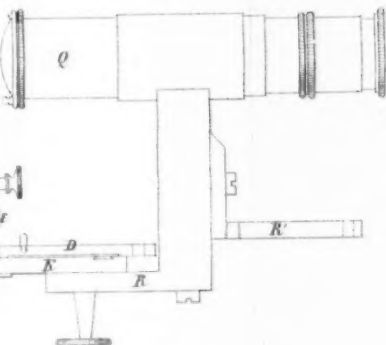


Fig. 9.

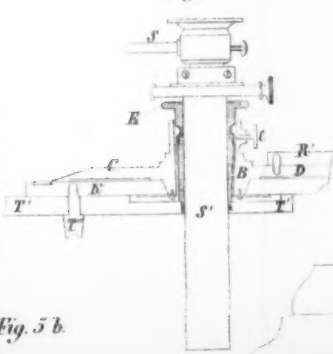


Fig. 5 b.

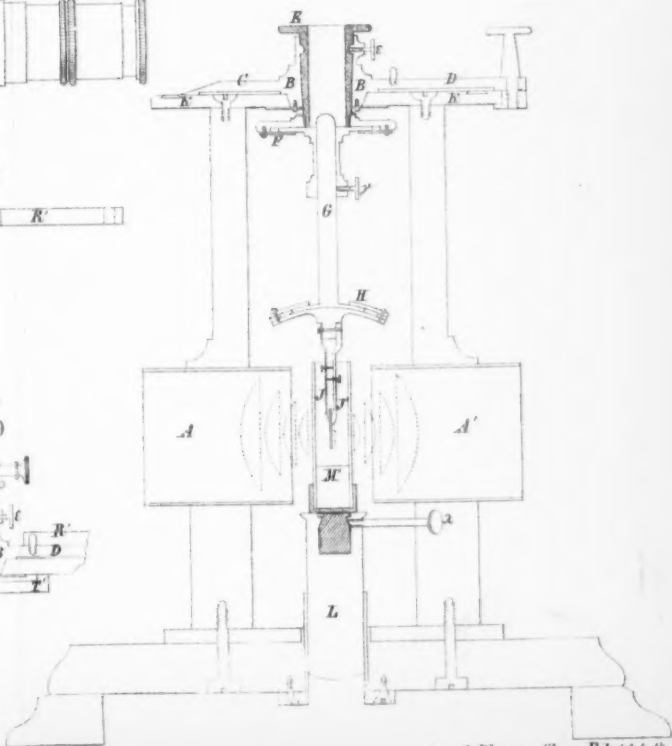




Fig. 3.

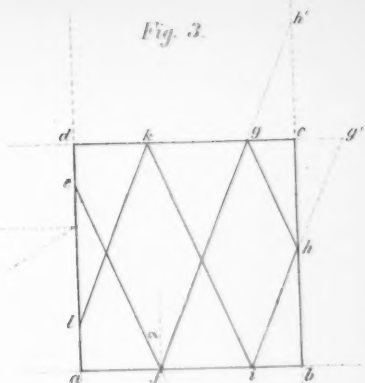


Fig. 6.

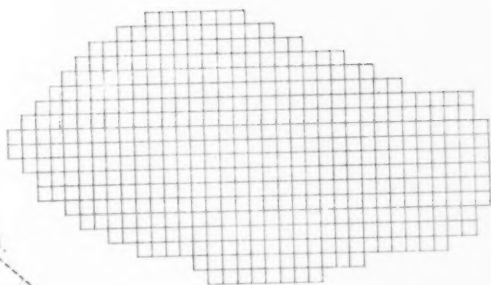
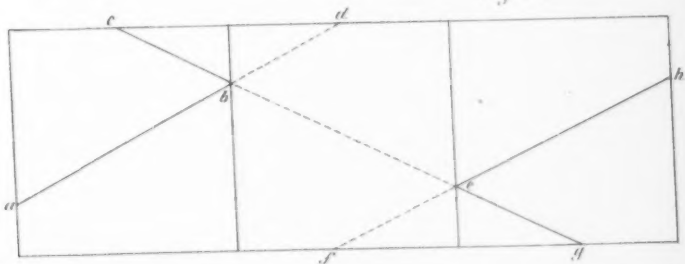
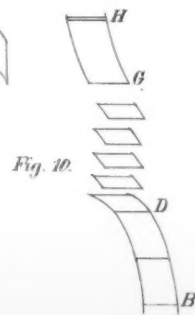
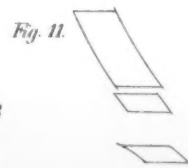
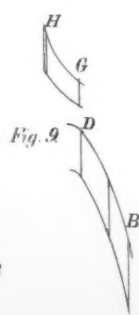
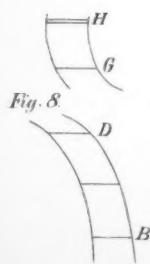
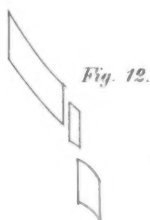
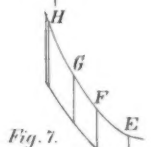
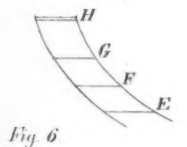
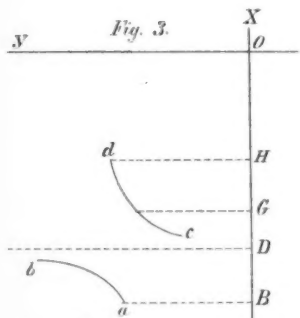
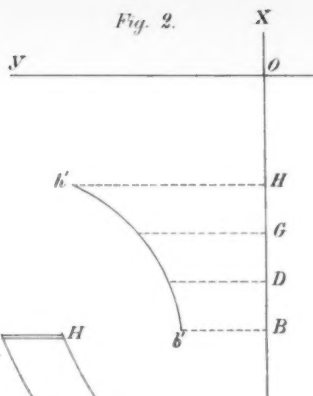
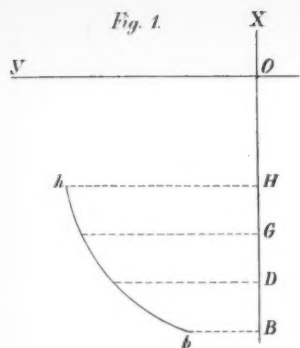
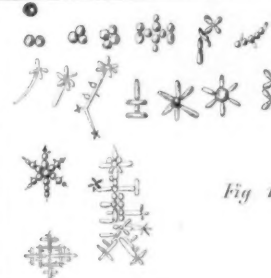
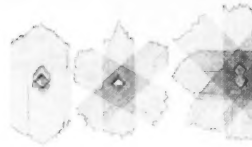


Fig. 5.





*Fig. 13.*



*Fig. 15.*



*Fig. 16.*

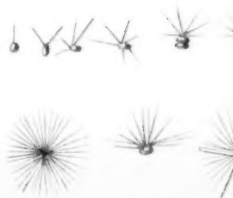




Fig. 17.



Fig. 18.



Fig. 19.



Fig. 20.



Fig. 21.



Fig. 22.

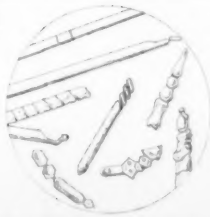


Fig. 23.



Fig. 24.



Fig. 25.



Fig. 26.



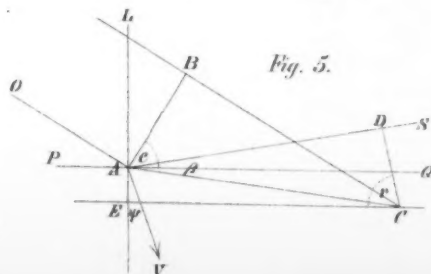
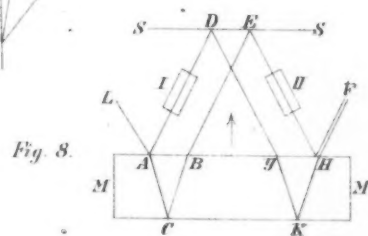
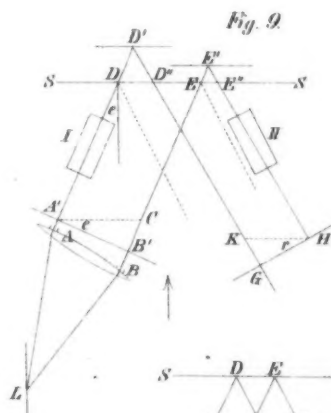
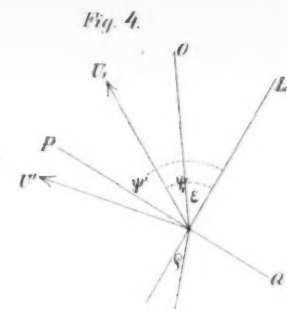
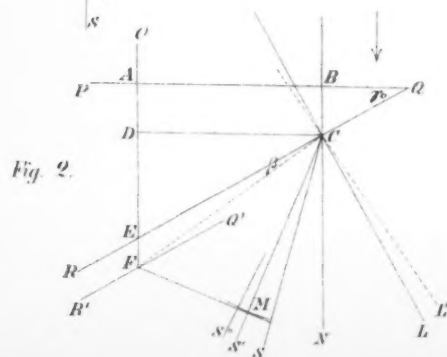
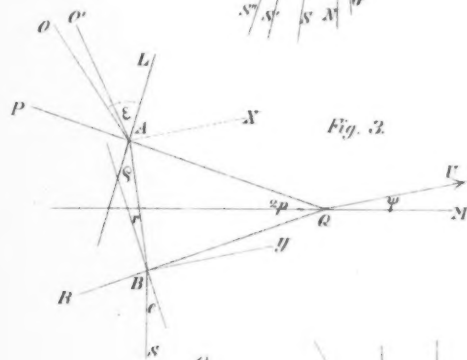
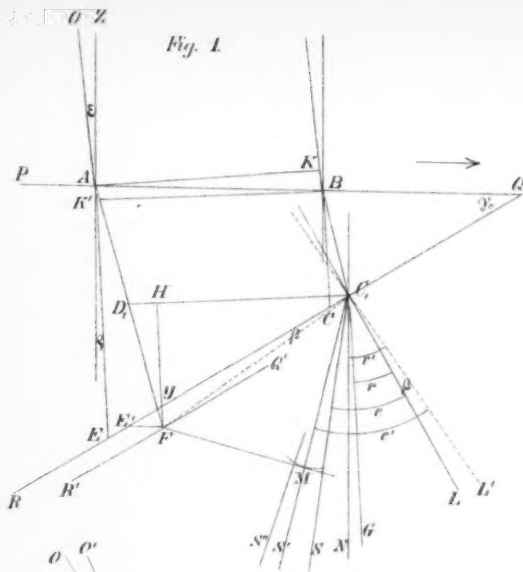


Fig. 11.

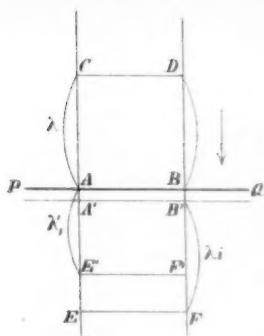


Fig. 10.

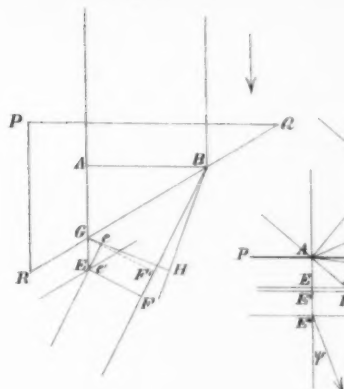


Fig. 12.

Fig. 13.

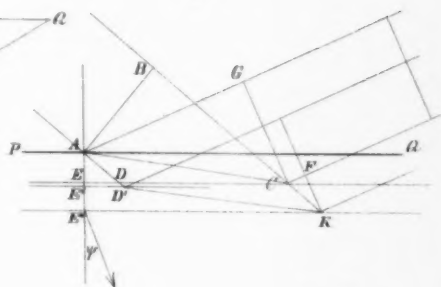


Fig. 6.

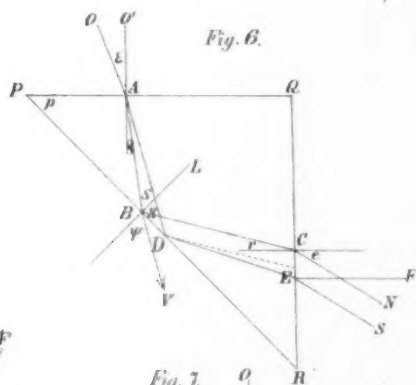


Fig. 12.

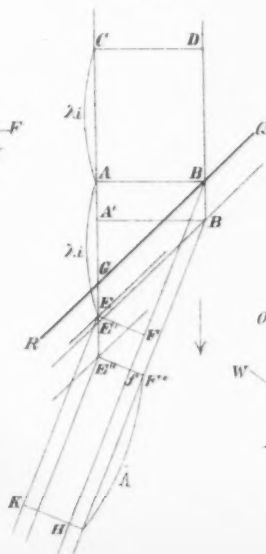


Fig. 14.

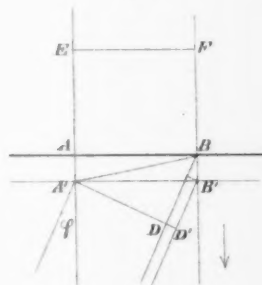


Fig. 7.

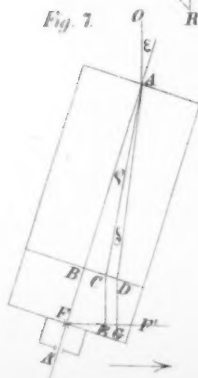
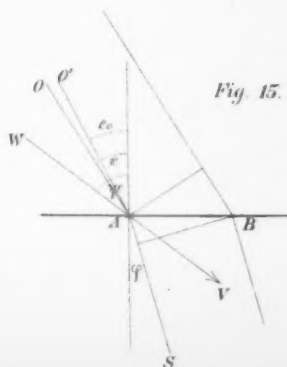
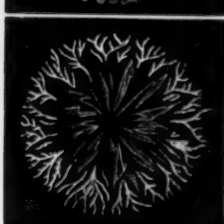
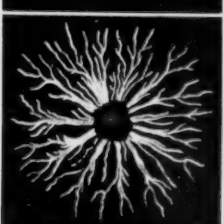
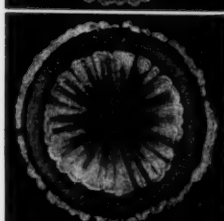
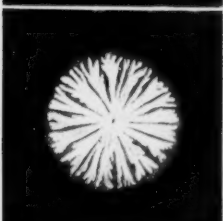
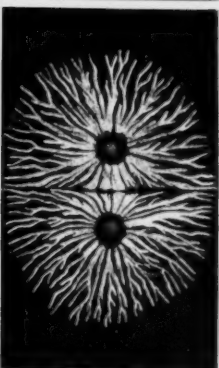
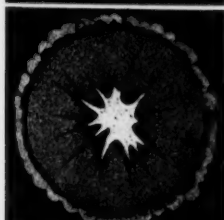
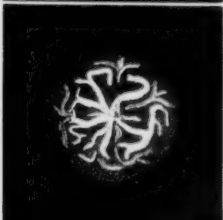
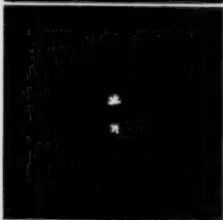
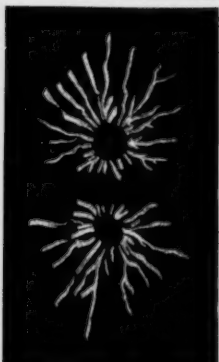
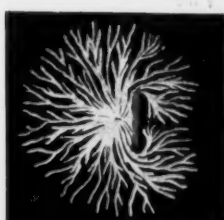
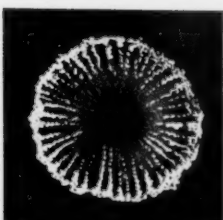
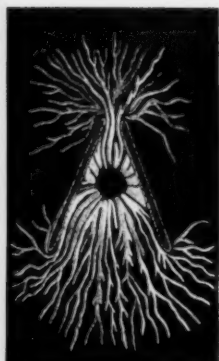
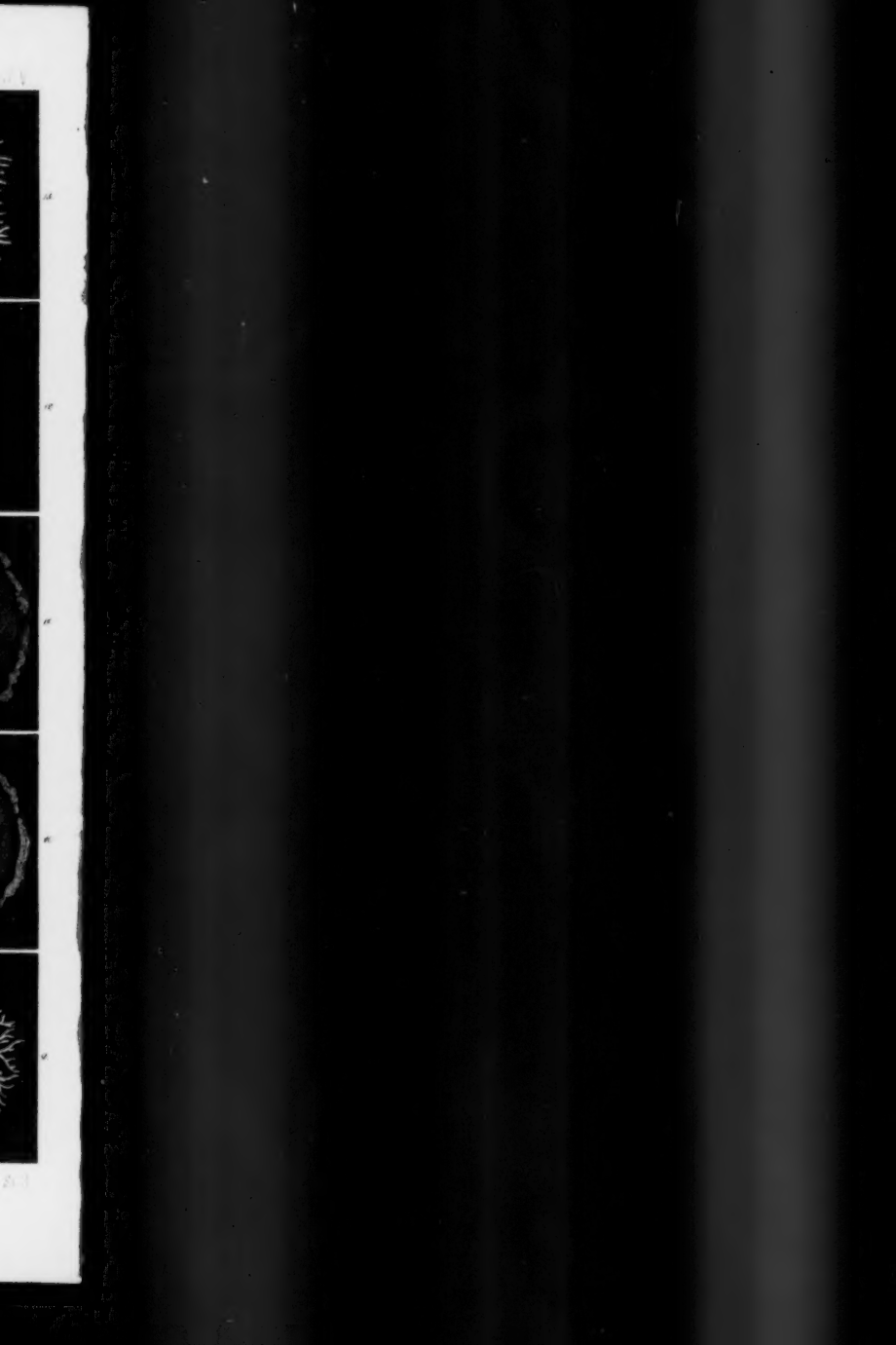
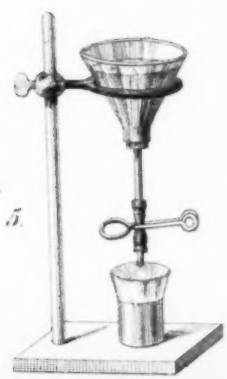
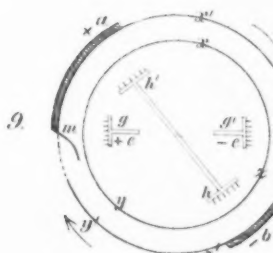
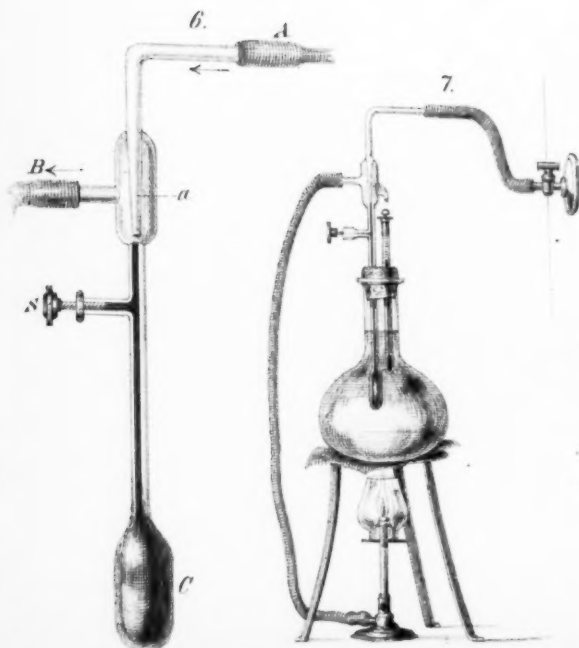
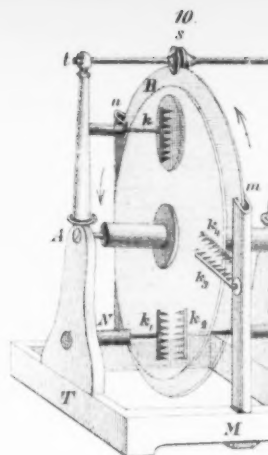
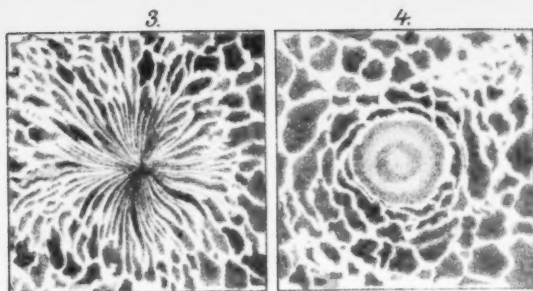


Fig. 15.

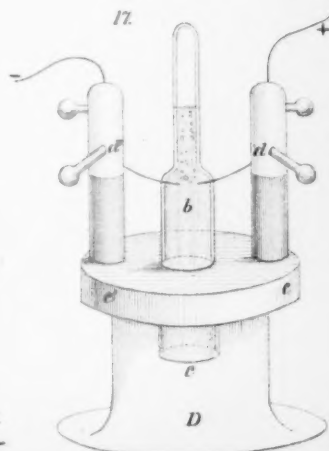
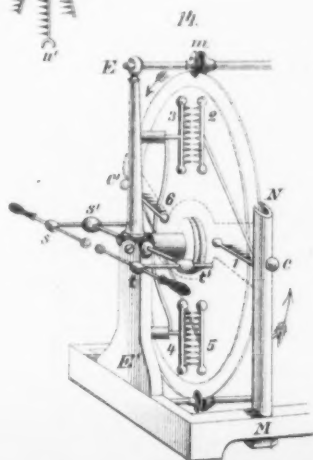
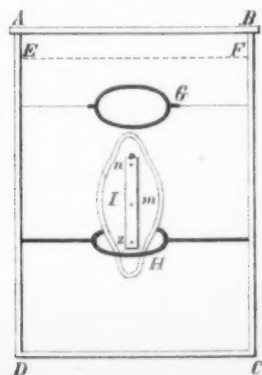
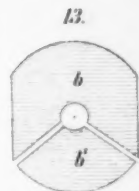
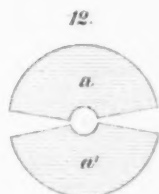
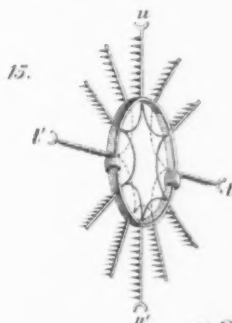
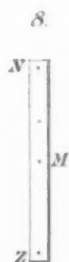
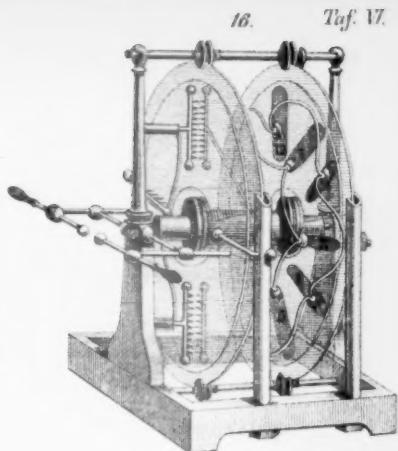
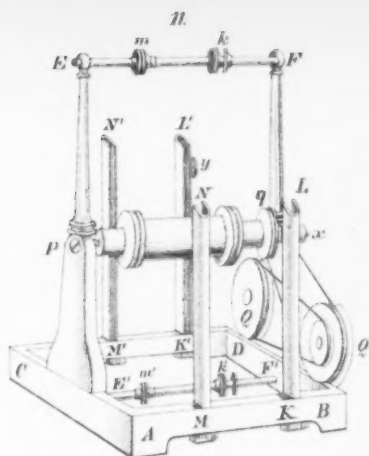
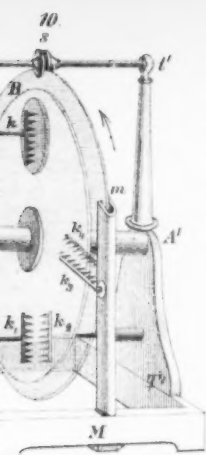


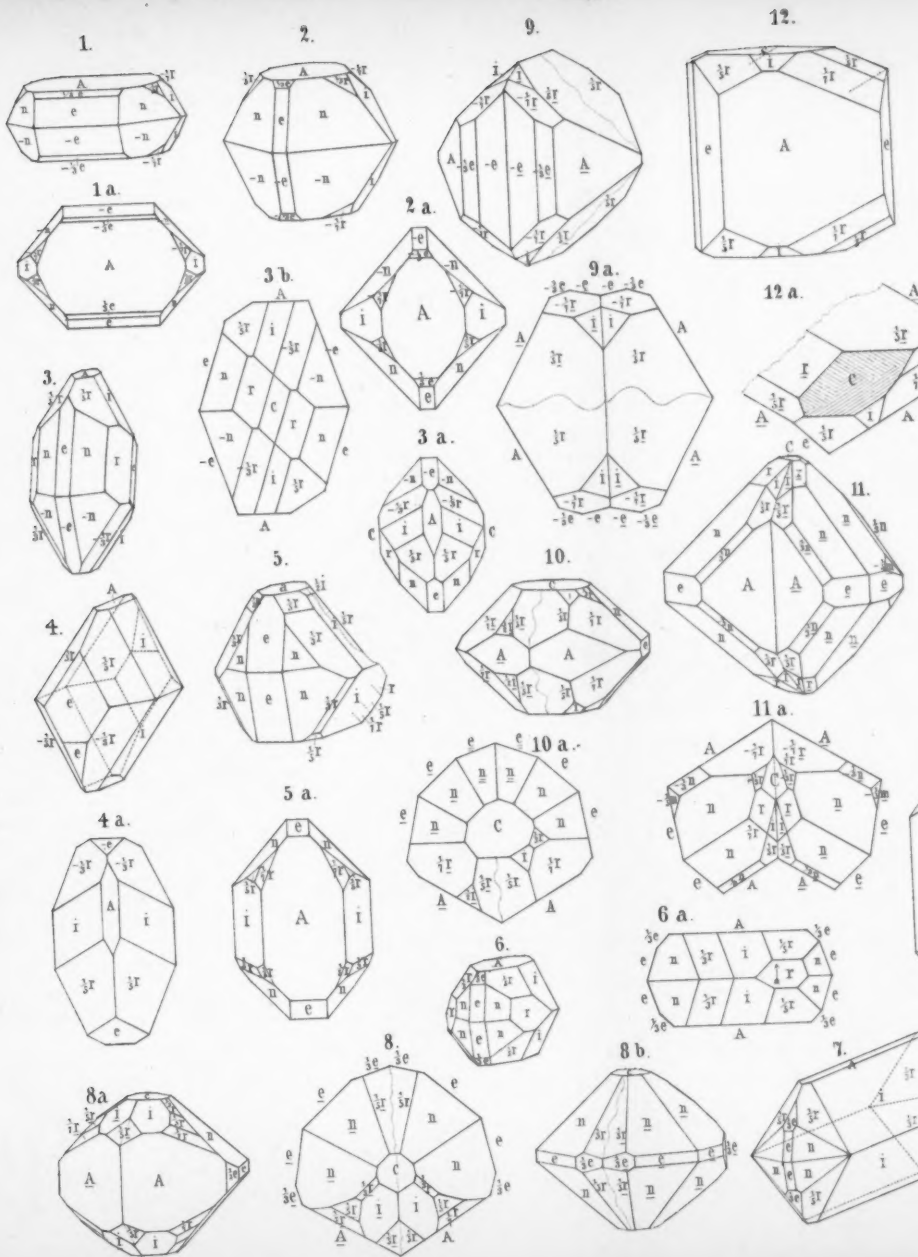






*Alteu. Schütz. 2te. Aufl. 1874.*

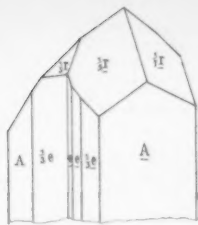




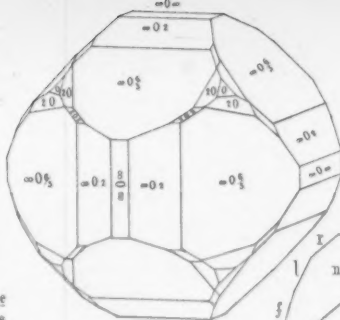
12.



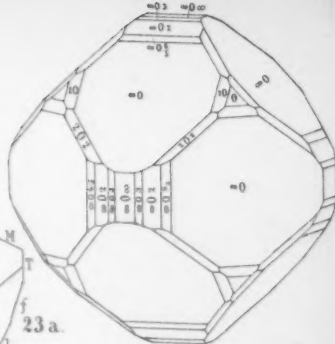
13 a.



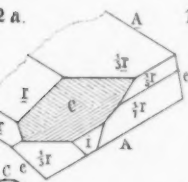
19.



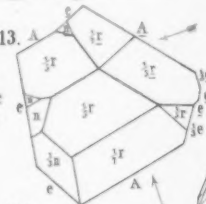
20.



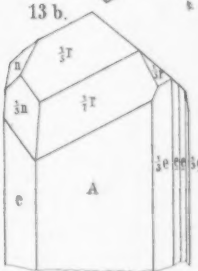
2 a.



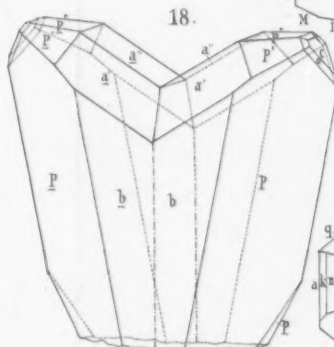
13.



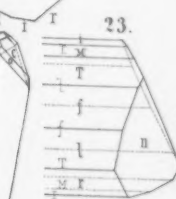
13 b.



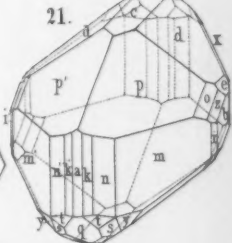
18.



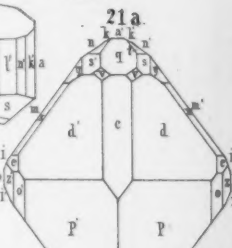
23.



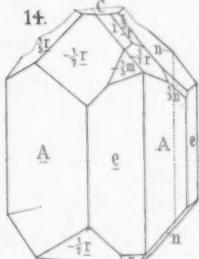
21.



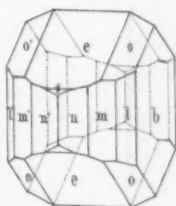
21 a.



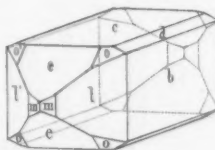
14.



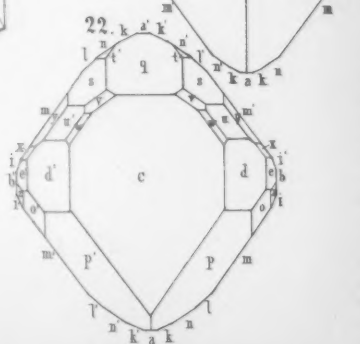
16.



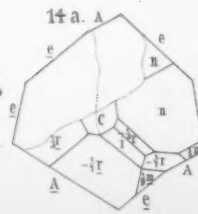
17.



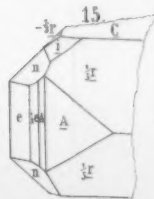
22 a.



14 a.



15.



15 a.

